原子能

Атомная
энергия
МАЙ
1960

9
1960

中国科学院原子核科学委員会編輯委員会編輯
科 学 出 版 社 出 版

目　　录

簡　　报

科 技 新 聞

新 书 介 紹

СОДЕРЖАНИЕ

СТАТЬИ

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

НОВОСТИ НАУКИ И ТЕХНИКИ

БИБЛИОГРАФИЯ

列宁奖金获得者

苏联部长会議科学技术列宁奖金委員会授予烏克兰苏維埃社会主义共和国科学院院士連鵬斯基（А. И. Лейпунский）、物理数学博士卡札契柯夫斯基（О. Д. Казачковский）和博达連科（И. И. Бондаренко）及物理数学副博士烏沙契夫（Л. Н. Усачев）1960年列宁奖金，因他們在快中子原子核反应堆物理的科学研究方面获得了成就。

快中子原子核反应堆在原子核动力装置上占有特殊的地位。远在1949年連鵬斯基就已預料到，在快中子原子核反应堆中可以实現原子核燃料的扩大再生过程。因此，同时采用快中子原子核动力反应堆和热中子原子核动力反应堆就使得在实际上完全应用天然鈾成为可能，这与把原子核动力的燃料資源增加一百倍同样重要。

在反应堆中实現鏈式反应的主要困难是：有关这种反应堆的許多物理問題尚不清楚。直至1955年在国外的文献中还未曾发表过有关快中子反应堆的任何資料。因此，苏联便独立地发展和建立了培养快中子反应堆专家的学校。連鵬斯基、卡札契柯夫斯基、博达連科和烏沙契夫便是这个学校的領导者。

在他們的領导下，在理論上对快中子反应堆的物理問題进行了研究，为了确定計算所需之常数进行了多次的实驗，奠定了理論基础，并开始了快中子反应堆的实际建造工作。

接着又建造了临界装置和快中子反应堆（БР-1，БР-2，БР-3，БР-4 和 БР-5）。每一个新装置的建造都是考証理論的継續，积累經驗的总結和快中子反应堆的理論和实践的发展。

1958年夏天启动的、同样类型的最新装置——БР-5型反应堆具有原子能发电站的一切主要特点，它是将来备有快中子反应堆的大型原子能发电站的原型設計。

費別尔格（С. М. Фейнберг），卡洽罗夫（В. В. Гончаров），斯托里亚罗夫（Г. А. Столяров），朱巴列夫（Т. Н. Зубарев），赫里斯切科（П. И. Христенко），卡茨洛夫（В. Ф. Козлов）和留比穆采夫（О. И. Любимцев）因建立一套研究用水-水反应堆 ВВР-2，ВВР-С 和 ИТР 而荣获了列宁奖金。

建造研究性反应堆是利用原子能的基础。大概，任何一个利用原子能的部門都直接或間接的与研究性反应堆上的工作有关。例如：放射性同位素的制备、材料的輻射处理和試驗、动



連 鵬 斯 基
（А. И. Лейпунский）



卡札契柯夫斯基
（О. Д. Казачковский）



博 达 連 科
（И. И. Бондаренко）



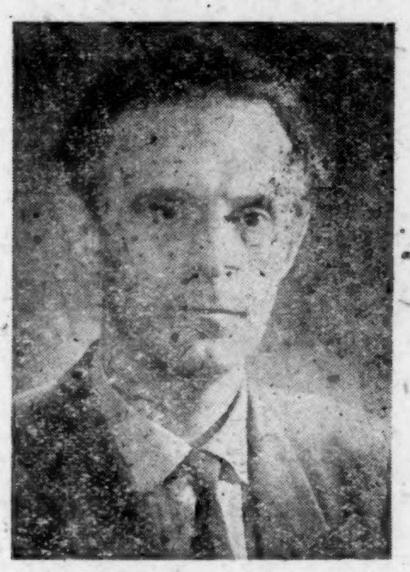
烏 沙 契 夫
(Л. Н. Усачев)



費 別 尔 格
(С. М. Фейнберг)



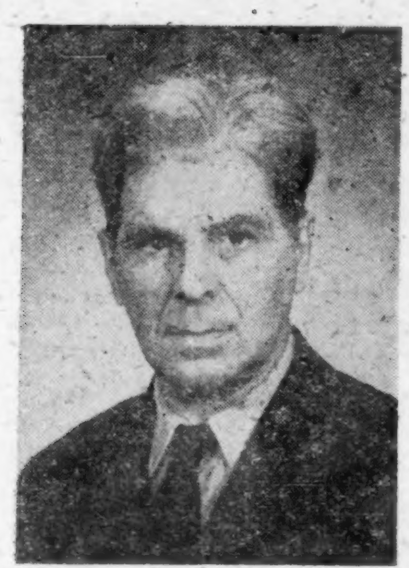
卡 洽 罗 夫
(В. В. Гончаров)



斯托里亚罗夫
(Г. А. Столяров)



朱 巴 列 夫
(Т. Н. Зубарев)



赫 里 斯 切 科
(П. И. Христенко)



卡 茨 洛 夫
(В. Ф. Козлов)



留 比 穆 采 夫
(О. И. Любимцев)

力反应堆物理問題的研究、正在建造的和已設計好的原子能发电站和原子运輸装置用的释热元件的研究、动力反应堆的零件和部件及材料的检查、中子物理的研究、生物医学的研究、食物照射的研究、輻射聚合作用及其它問題都可在研究性反应堆上得到解决。

目前，在我們的工业部門中正在成套生产 BBP-2，BBP-C 和 ИТР 型研究性水-水反应堆。在苏联和国外的科学研究所里都安装有这类反应堆。

体积小、造价低、工作可靠、实驗研究的广泛可能性——所有这些都是水-水反应堆的优点，因而以列宁奖金来庆祝这些堆的建成。

这些反应堆中的第一个反应堆 BBP-2 是在世界文献中对此种反应堆尙无任何报导时設計成的。但是，一些专家們却能有效地解决有关反应堆結构、反应堆物理及其調节和工作的稳定性等問題。

一套研究性水-水反应堆的建成是苏联和平利用原子能方面的重大成就。在这些堆上广泛地开展实驗工作（目前这些工作正在进行）将促进原子能在苏联及其它国家的国民經济中的普遍应用。

从裂变碎片按質量的分布求裂变次級中子的平均数

捷辛 (Ю. А. Зысин)　　勒波夫 (А. А. Лбов)
謝里欽科夫 (Л. И. Сельченков)

研究了从裂变碎片按質量的分布曲綫計算裂变次級中子平均数 $\bar{\nu}$ 的方法．对这方法的誤差作了估計．指出，当詳細地研究了裂变碎片按質量分布的曲綫情况下，用这个方法可以相当精确的决定 $\bar{\nu}$．計算了 Th^{232}, U^{233}, U^{235}, U^{238}, Pu^{239}, Am^{241} 和 Cf^{252} 在不同的裂变情况下的 $\bar{\nu}$ 值．討論了所得結果，并和用其他方法所得結果作了比較．計算了 U^{233} 和 U^{235} 为热中子所引起的裂变情况下的部分值 $\bar{\nu}_m$．

对于重核的一系列的裂变情况，目前已研究了裂变碎片按質量的分布[1-11]．实驗数据的精确性和完整性，有时已足以用来相当精确地計算裂变次級中子的平均数 $\bar{\nu}$．尽管近年来在很多情况下 $\bar{\nu}$ 用直接方法测量得很精确[12-14]，但是，这种計算还是很有意义的，因为，相应的 $\bar{\nu}$ 值的得出和所用的方法无关．此外当用别的方法不能得出 $\bar{\nu}$ 值时，可以应用这方法求得．最后，从裂变碎片按質量的分布曲綫原則上可以計算部分值 $\bar{\nu}_m$——对应給定的重裂变碎片与輕裂变碎片質量数比 $(A_{\text{т}}/A_{\text{л}})_m$ 的裂变次級中子数．

虽然从裂变碎片按質量的分布曲綫估計 $\bar{\nu}$ 的想法早已进行过[8-10,15]，可是它具有很大的偶然性和粗糙性．本文首先研究了所有方法的可能性，分析了它的誤差，并作出了 $\bar{\nu}$ 的計算，正如所指出的，在这种情况下，誤差不大．

在一般情况下

$$\bar{\nu} = A_0 - 2\bar{A}, \tag{1}$$

这里 A_0 是可裂变的复合核質量数，而 $\bar{A}$ 是所有碎片的平均質量数，$\bar{A} = \sum_l \alpha_l A_l \Big/ \sum_l \alpha_l$ (A_l 是碎片的質量数，α_l 是它的产額)．显然，$\sum_l \alpha_l = 2$．但实际上为了决定 $\bar{\nu}$ 应用公式(1)由于誤差較大不是合适的．在确定 $\bar{\nu}$ 时，如果应用其他公式誤差能够大大減少：

$$\bar{\nu} = A_0 - (\bar{A}_{\text{л}} + \bar{A}_{\text{т}}), \tag{2}$$

考虑到这个事实，由于裂变的結果，复合核变为二块：輕的和重的碎片，質量数分别为 $\bar{A}_{\text{л}}$ 和 $\bar{A}_{\text{т}}$．在一切不很强的激发复合核裂变的情况下，这个假定是正确的，并具有很好的精确度，因为三分裂以及发出 α 粒子和質子的情况显然是可以忽略的．

量 $\bar{A}_{\text{л}}$ 和 $\bar{A}_{\text{т}}$ 可以相应地按下式对輕的和重的碎片的質量平均而定

$$\bar{A}_{\text{л}} = \frac{\sum_i A_i \alpha_i}{\sum_i \alpha_i} \quad 和 \quad \bar{A}_{\text{т}} = \frac{\sum_k A_k \alpha_k}{\sum_k \alpha_k}.$$

从产額的定义看来，显然，α_i 和 α_k 分别按輕的和重的碎片組求和应当等于 1．由于实驗上确定各个产額的不精确，它們只是接近于 1，因此，为了按公式(2)計算 $\bar{\nu}$，存在有二个归一化条件：

$$\sum_i \alpha_i = 1 \text{ 和 } \sum_k \alpha_k = 1.$$

研究了均方誤差$\Delta\bar{\nu}$，以及它对实験上所决定的量α的依賴关系．从确定$\bar{\nu}$的誤差表达式（和l項有关）以及相应的归一化条件，可以証明，在应用公式(1)情况下

$$\Delta\bar{\nu} = \pm\varepsilon\sqrt{\sum_l \alpha_l^2(\bar{A} - A_l)^2}; \quad (3)$$

在应用公式(2)情况下

$$\Delta\bar{\nu} = \pm\varepsilon\sqrt{\sum_i \alpha_i^2(\bar{A}_\pi - A_i)^2 + \sum_k \alpha_k^2(\bar{A}_\tau - A_k)^2}, \quad (4)$$

这里$\varepsilon = \Delta\alpha/\alpha$——决定$\alpha$时的相对誤差（为了簡单起見，假定在所有情况下，$\varepsilon$是相同的）．

对于U^{235}热中子分裂的情况，在按公式(1)計算$\bar{\nu}$时得到$\Delta\bar{\nu} \simeq \pm 1.3$，按公式(2)計算时，$\Delta\bar{\nu} \simeq \pm 0.15$（在两种情况下都假定$|\varepsilon| \simeq \pm 0.05$）．由此可見，按公式(2)計算的精确度在数量級上比用公式(1)計算的精确度来得好．

精确度还強烈地依賴于裂变碎片按質量分布曲綫的非对称程度，这是由曲綫凹下深度所决定．实际上，如果質量数A_π（用产额α_π来表征），处在輕的和重的碎片之間，把重的碎片代替輕的碎片或相反，則产生附加的誤差，等于$\Delta\bar{\nu}_\pi = |(\bar{A}_\tau - \bar{A}_\pi)\alpha_\pi|$（精确到二級小的項）．我們也估計了量$\Delta\bar{\nu}_\pi$，例如，在$U^{235}$为热中子裂变（非对称性很明显，$\alpha_\pi \simeq 10^{-4}$）和为14兆电子伏的中子引起裂变的情况（非对称性很弱，$\alpha_\pi \simeq 10^{-2}$）．取$(\bar{A}_\tau - \bar{A}_\pi) \simeq 40$，在第一种情况下$\Delta\bar{\nu}_\pi \simeq 0.004$，在第二种情况下$\Delta\bar{\nu} \simeq 0.4$，由此可見，在14兆电子伏中子引起裂变的情况下，$\Delta\bar{\nu}_\pi$对最后的誤差大小以显著的貢献．

既然用上述方法确定$\bar{\nu}$时的誤差依賴于确定产額的誤差，很重要的是使得产額的值α_i和α_k（絕对的或相对的）对最大多数質量数A_i和A_k是巳知的． 碎片按質量的分布曲綫对未知α的A的外推就加大了誤差．因此，进行的計算只限于那种情况，即碎片按質量的分布曲綫知道得足够清楚，并能很好地用不对称表达式来表征．本文应用了文献[1—11]的数据（于1959年1月发表的）．必須指出，裂变碎片按質量的分布曲綫在实験上精确化后，就能在今后对很多有意义的情况进行$\bar{\nu}$的計算． 对所研究的情况，分布曲綫的精确化就提高了所确定的$\bar{\nu}$的精确度．在某些情况下，例如对$U^{238}(\nu, f)$[2]，相应的分布沒有研究得那样清楚，可是应用了"反射"点的方法，配合了逐次漸近法就可以进行必要的計算． 但同时必須計算依賴于裂变类型的部分值$\bar{\nu}_m$的变化規律性．

用現在这方法計算$\bar{\nu}$的結果列于表中．为了比較起見，也列入了在实験上用直接方法得到的$\bar{\nu}$值．正如从表中可以看出，用这种方法計算的$\bar{\nu}$，在很多情况下很好地与用其他方法决定的$\bar{\nu}$值一致．

必須指出，在U^{238}被能量为8—10，16和48兆电子伏的γ射綫引起裂变时，$\bar{\nu}$的数据是新的．在决定$\bar{A}_\pi$和$\bar{A}_\tau$中的誤差，在所有情况下是由質量分布曲綫不同的計算方法所得結果的歧离获得，曲綫是用不同方法根据实験点的歧离和其单个的誤差作出的．

裂变碎片按質量分布曲綫也可以計算部分值$\bar{\nu}_m = A_0 - (A_\tau + A_\pi)_m$，此处質量数$A_\tau$和$A_\pi$是共軛的，亦即可用相同的产額$\alpha_m(A_\tau/A_\pi = m)$来表征．$\bar{\nu}$和$\bar{\nu}_m$的关系用下式表示：

$$\bar{\nu} = \frac{\sum_m \alpha_m \bar{\nu}_m}{\sum_m \alpha_m}. \quad (5)$$

差数$A_0 - (A_\tau + A_\pi)_m$以令人滿意的精确度决定了給定質量数A_τ和A_π的部分次級中

比較計算和測量的 $\bar{\nu}$ 值

可裂变同位素	引起分裂的射綫	能量	用本方法决定的 $\bar{\nu}$				用其他方法决定的 $\bar{\nu}$	
			A_0	$\bar{A}_Л$	$\bar{A}_T$	$\bar{\nu}$*	$\bar{\nu}$**	参考文献
U^{233}	中子	热能	234	93.3±0.1	138.2±0.1	2.5±0.2	2.52±0.03	[12,13]
U^{235}	„	„	236	94.8±0.1	138.8±0.1	2.4±0.2	2.47±0.03	[12,13]
Pu^{239}	„	„	240	98.5±0.2	139.0±0.1	2.5±0.3	2.92±0.04	[12,13]
Am^{241}	„	反应堆譜	242	101±0.3	138.3±0.3	2.7±0.6	3.14±0.05	[14]
Th^{232}	„	裂变譜	233	91.4±0.1	139.8±0.3	1.8±0.4	1.8***	[12]
U^{235}	„	„	236	95.6±0.2	138.4±0.3	2.0±0.5	2.50±0.06****	[12,13]
U^{238}	„	„	239	97.3±0.1	138.9±0.1	2.8±0.2	2.65±0.07*****	[12,13]
U^{235}	„	14兆电子伏	236	96.3±0.2	135.5±0.2	4.2±0.4	4.13±0.24	[12,13]
U^{238}	„	14兆电子伏	239	97.0±0.3	137.0±0.4	5.0±0.6	4.50±0.32	[12,13]
U^{238}	γ-射綫	8–10兆电子伏	238	96.6±0.1	138.7±0.3	2.7±0.4	—	—
U^{238}	„	16兆电子伏	238	97.4±0.1	137.5±0.3	3.1±0.4	—	—
U^{238}	„	48兆电子伏	238	96.5±0.2	137.2±0.3	4.3±0.5	—	—
Cf^{252}	自发裂变	—	252	106.3±0.3	140.9±0.3	4.8±0.6	3.84±0.12	[13]

* $\bar{\nu}$ 的誤差取决于 $\bar{A}_Л$ 和 $\bar{A}_T$ 誤差之和. $\bar{\nu}$ 的实际的誤差应当小些.

** 所列入的用其他方法得出的实驗值 $\bar{\nu}$ 是按許多測量平均的. 因此,它的誤差实际上是比单个測量的誤差小得多.

*** 是由 $\bar{\nu}_1 = 2.35\pm0.07$ ($E_n = 3.5$ 兆电子伏)和 $\bar{\nu}_2 = 4.64\pm0.20$ (对 $E_n = 14.2$ 兆电子伏)数值外推得出.

**** 对有效能量 0.7—0.74 兆电子伏.

***** 对能量 1.5 兆电子伏.

子数,假如质量分布曲綫測量得很詳細,发生 α_m 強烈地依賴于 A 的变化,不存在碎片按質量分布曲綫的精細結构,曲綫在相应的部分是单調变化的,假如 $\bar{\nu}_m$ 和发射一个,二个或三个等等次級中子的几率分布,在 A 改变时变化是足够緩慢的話.

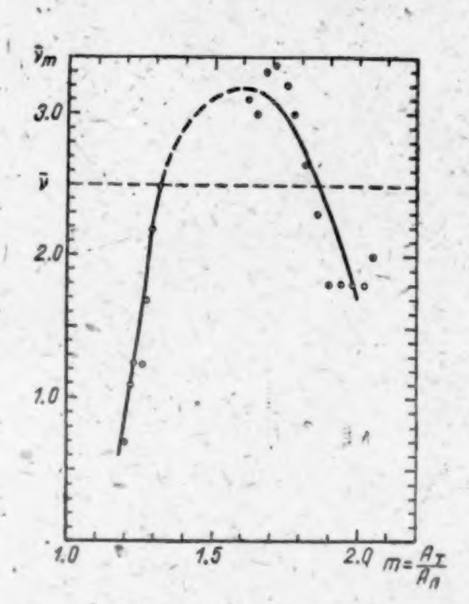


图 1 U^{233} 为热中子分裂情况下的部分值 $\bar{\nu}_m$

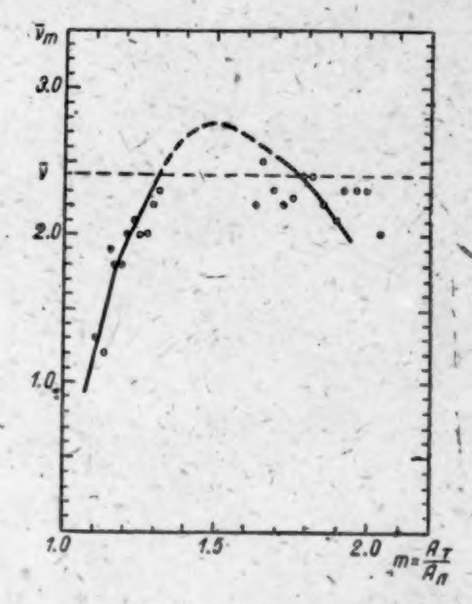


图 2 U^{235} 为热中子分裂情况下的部分值 $\bar{\nu}_m$

对 U^{233} 和 U^{235} 为热中子裂变的情况作了 $\bar{\nu}_m$ 的計算,这里几乎对所有的质量数都有产額的实驗值. 显然,这个决定 $\bar{\nu}_m$ 的方法在 $1.3 < m < 1.7$ 范围内失去了必要的精确度. 所得曲

綫（图 1 和图 2）在形态上类似于用其他方法所得到的 U^{233} 的曲綫[16]. $\bar{\nu}_m$ 的极大値是在 $m \simeq 1.5$ 数値处. 二种情况下在裂变碎片質量大致相等时 $\bar{\nu}_m$ 表現出急剧地下降. 如果把次級中子看作为和球形有偏离的碎片的激发結果，则可假定，对称分裂时的碎片一般地比非对称分裂时的形态更接近于球形.

参 考 文 献

[1] S. Katcoff: *Nucleonics*, **16**, No. 4, 78 (1958).
[2] R. Duffield, R. Schmitt, R. Sharp: Доклад № 678, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[3] А. Н. Протопопов и др.: *Атомная энергия* **5**, вып. 2, 130 (1958).
[4] М. П. Аникина и др.: Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Докл. советских ученых. Т. 1—Ядерная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 396.
[5] L. Bunney et al.: Доклад № 643, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[6] K. Fritze, C. McMullen, H. Thode: Доклад № 187, представленный Канадой на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[7] L. Bunney et al.: Доклад № 644, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[8] J. Cuninghame: *J. Inorg. and Nucl. Chem.*, **4**, 1 (1957).
[9] J. Cuninghame: *J. Inorg. and Nucl. Chem.*, **5**, 1 (1957).
[10] L. Glendenin, E. Steinberg: *J. Inorg. and Nucl. Chem.*, **1**, 45 (1955).
[11] J. Cuninghame: *J. Inorg. and Nucl. Chem.*, **6**, 181 (1958).
[12] Р. Личман: Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Избр. докл. иностранных ученых. Т. 2—Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 342; Атомная техника за рубежом, № 1, 11 (1959).
[13] И. И. Бондаренко и др.: Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Докл. советских ученых. Т. 1—Ядерная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 438.
[14] В. И. Лебедев, В. И. Калашникова: *Атомная энергия*, **5**, вып. 2, 176 (1958).
[15] R. Jensen, A. Fairhall: *Phys. Rev.*, **109**, 942 (1958).
[16] J. Fraser, C. Milton: *Phys. Rev.*, **93**, 818 (1954).
[17] Я. Б. Зельдович, Ю. А. Зысин: *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **10**, № 8, 851 (1940).

金属和某些鋼材被快中子輻照後的性能和組織的研究

依勃拉盖莫夫 (Ш. Ш. Ибрагимов)
略　辛　柯 (В. С. Ляшенко)
柴夫雅洛夫 (А. И. Завьялов)

在本文中探討快中子輻照，以及随后的热处理对某些金属材料性能的影响．　輻照条件下金属性能的变化，是由于在晶格中形成不同类型的缺陷，在适当的温度下，这些缺陷就被退火．研究了消除缺陷的动力学，并测定了在該过程中的激活能量，而这些缺陷是导致材料强化的．

大家都知道，在核粒子、特别是快中子的作用下，各种材料的物理性能和机械性能都发生了显著的变化，并且，这些性能变化的大小主要是取决于作用粒子的能量，积分剂量，和輻照的温度．

在重核粒子作用下，金属材料机械性能的变化是与在冷形变时的強化有着某些相似之处．因此，在这二种場合下的性能的变化，可以归結于下列的解释，即：发生了材料的結晶結构的規則性被破坏及晶格中的缺陷．同时，有某些实驗資料証明，当材料在核粒子的作用下，是与它在冷加工塑性形变条件下所引起的变化有着本質上的不同[1-3]．可以推測，在核粒子作用下所发生的破坏是复杂的，为了要搞清楚它們的本性，就还要求作进一步的实驗方面和理論方面的研究．

本文研究了快中子对鉄，鎳，鉬和一些鋼材的組織和性能的影响．这些材料的化学成份列于表1．

表1　某些鋼材的化学成分

鋼　　号	主　要　元　素　含　量				
	C	Cr	Ni	Mo	Ti
1X18H9	0.14	16.0	9.5	—	—
1X18H9T	0.11	16.7	9.2	—	0.6
1X18H12	0.09	16.6	12.0	—	—
1X18H12M2T	0.10	17.2	12.4	2.1	0.5
1X18H17	0.12	16.1	16.9	—	—

上述这些材料制成的試样，在經适当的热处理以后，装在特殊的，經密閉堵焊的1X18H9T鋼管中，放入 БР-2 反应堆[4]的活性区内輻照．輻照的平均积分剂量是每平方厘米为1.8×10^{20}快中子，輻照的温度是40—70℃．

所研究的材料在輻照前后的性能列于表2．从該表中可以看出，快中子輻照使得強度、硬度和电阻增加，而使得相对延伸率降低．性能变化的程度与被輻照材料的本性有关，而且，用加入不同合金元素的方法使鋼成份复杂化并不严重影响性能变化的大小．我們观察到鉬的性能变化为最大（其相对延伸率降低到十分之一以下，电阻率增高33%）．这一点可用鉬的退火温度較高，以及，它的弹性模量較高来闡明．

表2 金属和某些鋼材在輻照前后的性能

材 料	热处理条件	強度极限，公斤/毫米²			相对延伸率，%			显微硬度，公斤/毫米²			电阻率，微欧姆·厘米		
		輻照前	輻照后	改变	輻照前	輻照后	改变	輻照前	輻照后	改变	輻照前	輻照后	改变
鉄，純度为99.84%	在 760℃退火1小时	39.5	59.5	20.0	36.5	15.0	−21.5	117.0	185.0	68.0	15.2	16.4	1.2
鎳，純度为99.97%	同 上	43.0	59.0	16.0	49.5	26.0	−23.5	115.0	199.0	84.0	7.8	8.2	0.4
鉬，純度为99.9%	在1100℃退火1小时	69.0	—	—	27.0	2.0	−25.0	215.0	303.0	88.0	5.5	7.3	1.8
鋼，1X18H9	从1100℃淬入水中	62.0	71.0	9.0	69.0	47.0	−22.0	157.0	252.0	95.0	—	—	—
鋼，1X18H9T	同 上	63.5	75.0	11.5	77.0	49.0	−28.0	150.0	260.0	110.0	—	—	—
鋼，1X18H12	同 上	54.5	66.5	12.0	65.0	41.0	−24.0	135.0	235.0	100.0	—	—	—
鋼，1X18H12M2T	同 上	60.0	70.5	10.5	71.5	43.5	−28.0	143.0	241.0	98.0	77.0	77.6	0.6
鋼，1X18H17	同 上	51.5	63.0	11.5	58.0	36.0	−22.0	131.0	232.0	101.0	76.9	77.6	0.7

为了研究輻照缺陷的温度稳定性，以及，测定能使其性能完全回复的温度，因此将輻照后的試样在不同的温度下退火30分鐘．在經过每次退火后测量显微硬度和在某些情况下試样的电阻．显微硬度的实驗結果列示于图1和图2．

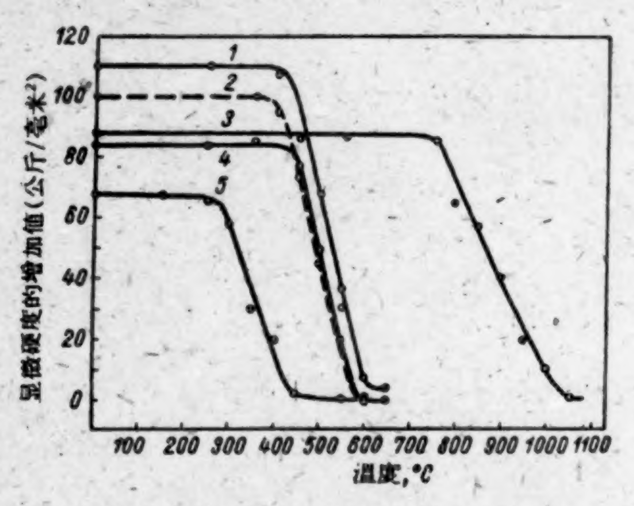


图1 輻照后的金属与鋼的显微硬度增加値的变化，与退火温度之間的关系
1——1X18H9T 鋼； 2——1X18H17 鋼；
3——鉬； 4——鎳； 5——鉄．

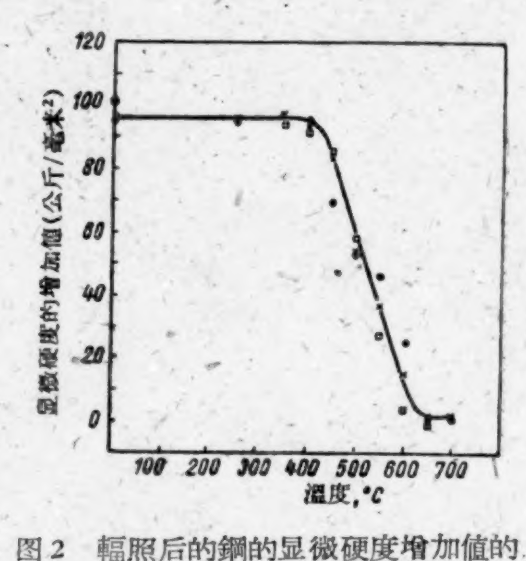


图2 輻照后的鋼的显微硬度增加値的变化，与退火温度之間的关系
●——1X18H9 鋼； □——1X18H12 鋼；
×——1X18H12M2T 鋼．

在图1和图2中所示的結果証明：1）在适当的温度条件下退火的結果，能使金属和合金的显微硬度的增加值完全被消除．2）显微硬度的增加值的被退火，是发生在一个温度范围内的，并且，該温度范围对于具有体心立方晶格的材料(鉄，鉬)而言是較大的，比起具有面心立方晶格的材料(鎳，不銹鋼)而言．3）完全退火的温度是取决于該材料的熔点．在其他条件都相同的情况下(例如，在同一种晶格的条件下)，若材料的熔点愈高，則此温度也愈高．4）用加入各种元素来使之合金化，以及，改变奥氏体不銹鋼的成份，对于其显微硬度的回复曲綫的进程几乎沒有什么影响．当在鉄中加入鉻和鎳来使它合金化时，它的退火温度向着較高的温度方面移动，而变得与鎳的退火温度一样．因此，看来这是和由于合金化而引起的材料結晶組織的变化有关．

图3中示出了輻照的，和未經輻照的鉬試样的电阻率变化与退火温度的关系．可以看出，在較寬的温度范围內，經輻照后的鉬試样的电阻是发生連續地恢复，并在700℃的温度条件下才完全完成．表示电阻变化与退火温度之間关系的曲綫，与显微硬度增加值的变化曲綫有着

显著的差别. 这点是可以作为下述結論的根据: 即引起电阻发生变化的輻照缺陷, 其本性是与引起金属強化的缺陷有着显著的区别.

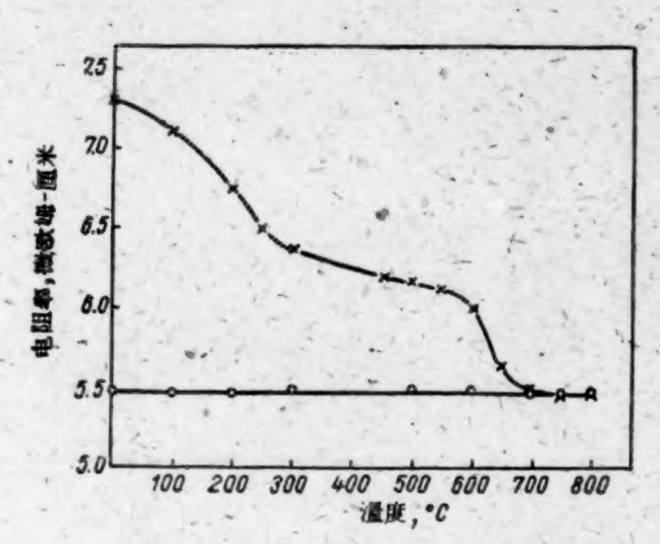


图 3 輻照的(×)和未經輻照的(○)鉬試样的电阻率变化与退火溫度之間的关系

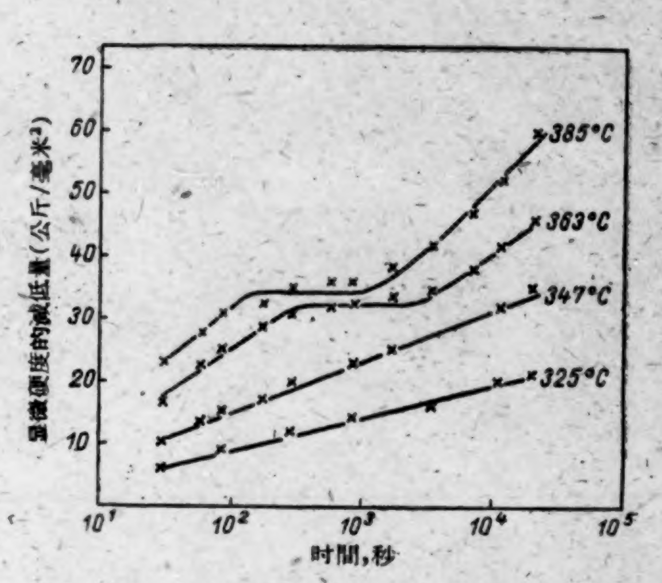


图 4 当在不同的溫度条件下退火时, 經輻照后的鉄的显微硬度的減低与持續时間之間的关系

根据图 1 中所列示的数据, 我們曾选择了某些溫度来詳細地研究鉄的显微硬度回复过程的动力学, 并从动力学的数据来测定其激活能量.

輻照后的鉄, 其显微硬度的減低与其在不同溫度条件下的持續时間的关系曲綫示于图 4 中. 从图中可以看出, 随着恆温退火溫度的升高而改变了动力学曲綫的特性. 可見由輻照所引起的缺陷与导致金属強化的缺陷并不是同类的, 而且这些缺陷具有不同的稳定度. 例如: 在溫度为 363°C 和 383°C 的曲綫上具有一个水平区間, 看来是由于具有不同激活能量的二种不同过程同时进行的結果. 所以, 可以認为在退火刚开始时, 輻照后的試样中存在有二种类型的缺陷, 它們所具有的激活能量分別地为 Q_1 和 Q_2.

在这种場合下, 輻照后試样的显微硬度值可以用下列方程式来表示:

$$H_{\text{обл}(\tau=0)} = H_0 + H' = H_0 + A_1C_1^0 + A_2C_2^0, \tag{1}$$

式中 H_0——試样在輻照前的显微硬度, C_1^0 和 C_2^0——在輻照后 ($\tau = 0$), 第一类缺陷和第二类缺陷的浓度, A_1 和 A_2——比例系数.

在 T 溫度条件下, 經 τ 时間退火后, 其試样的显微硬度

$$H_{\text{обл}(\tau)} = H_0 + A_1C_1(\tau) + A_2C_2(\tau), \tag{2}$$

式中 C_1 及 C_2 是指在时間为 τ 的瞬間内, 第一类和第二类缺陷的浓度.

基于有关研究輻照后的鉬的退火的資料, 我們認为, 主要的晶格缺陷并不是富兰克尔类型的缺陷, 而是另外一种. 由此将能推测, 在退火时, 随着时間的改变, 缺陷的数量将按下列方程式改变:

$$\frac{dC_1}{d\tau} = -\frac{C_1}{\gamma_1(T)}; \tag{3}$$

$$\frac{dC_2}{d\tau} = -\frac{C_2}{\gamma_2(T)}; \tag{4}$$

式中 $\gamma_1(T)$ 和 $\gamma_2(T)$——是时間的平均值, 当溫度为 T 时, 在該时間区間内, 第一类缺陷和第二类缺陷分別消失.

解这些方程式求得

$$C_1 = C_1^0 e^{-\frac{\tau}{\gamma_1(T)}};\qquad(5)$$

$$C_2 = C_2^0 e^{-\frac{\tau}{\gamma_2(T)}}.\qquad(6)$$

經过 τ 时間的退火时，輻照后試样的显微硬度的降低值是：

$$\Delta H = H_{обл(\tau=0)} - H_{обл(\tau)} = A_1(C_1^0 - C_1) + A_2(C_2^0 - C_2).$$

利用方程式(5)和(6)，得到

$$\Delta H = A_1C_1^0(1 - e^{-\frac{\tau}{\gamma_1(T)}}) + A_2C_2^0(1 - e^{-\frac{\tau}{\gamma_2(T)}}).\qquad(7)$$

如果激活能量 Q_1 与 Q_2 有很大的差別，并且，例如是 $Q_2 > Q_1$，那末，在 T 温度条件下退火时，显微硬度值的改变与退火时間的关系将具有图 5 中所示的图形.

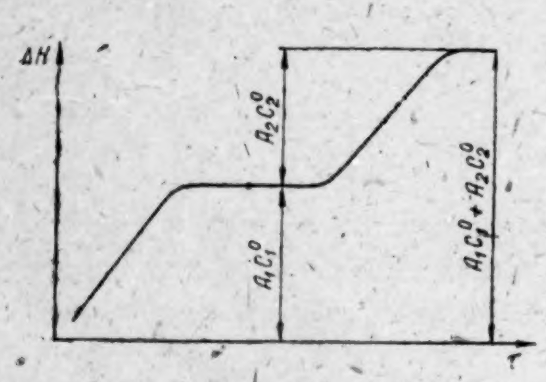


图 5　在 T 溫度条件下，經輻照后的金属的显微硬度值的改变与持續时間的关系的示意图

把理論曲綫（参閱图 5）与实驗曲綫（参閱图 4）相比較时，可以看出，在温度为 323℃ 和 347℃ 的条件下，持續 6 小时以下，只发生第一类缺陷的退火．在 323℃經 6 小时退火后則这些缺陷是部分的消失，而在 347℃ 时，則几乎全部消失（显微硬度值已減少至水平区域的水准）．当在 363℃ 和 383℃ 时，发現这二类缺陷都被退火，此时，第一类缺陷已經完全被退火（曲綫具有水平区間），而第二类缺陷只是一部分．在 383℃ 持續 6 小时，对于要求在 $\Delta H = f(\tau)$ 的曲綫上出現第二个水平区間以及要求完全消除第二类缺陷是不足的．

考虑了較短的时間，当 $\tau \ll \gamma_1(T)$．因为 $Q_2 > Q_1$，則在此时将近似找到：

$$(\Delta H)_T = A_1C_1^0\frac{\tau}{\gamma_1(T)}.\qquad(8)$$

利用該方程式，并假定 $\gamma_1(T) \simeq e^{Q_1/RT}$，对于这样的时間，求得：

$$\frac{(\Delta H)_{T_1}}{(\Delta H)_{T_2}} = \frac{e^{Q_1/RT_2}}{e^{Q_1/RT_1}}.\qquad(9)$$

从关系式(9)中求得：在所假設的时間內，显微硬度降低值的对数，是 $1/T$ 的綫性函数.

图 6 是用半对数座标来表示的当 $\tau = 1.5$分鐘时，經輻照后的鉄的显微硬度降低值与温度的倒数之間的关系．从这个关系看出，实驗所得的点，是十分令人滿意的位于此直綫上．从直綫的傾斜角可以求得其激活能量 Q_1，它等于16500卡/克分子.

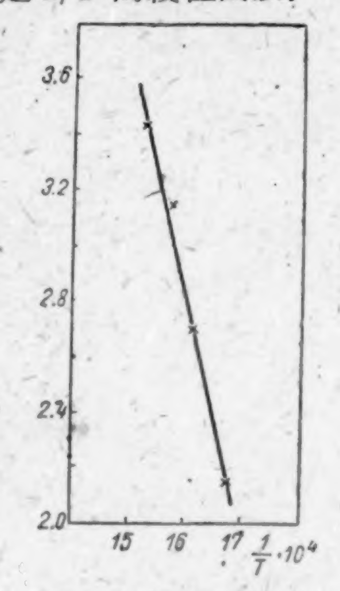


图 6　輻照后的鉄的显微硬度值的減低与温度的关系

对于形变 95% 的鉄絲而言[5]，Q_1 的数值是近似于消除第二类畸变的激活能量（15000 卡/克分子）．此外，按温度来看，第一类缺陷的退火过程的开始（即：經輻照后的鉄的显微硬度开始減低，参閱图 1），与經冷加工形变后的鉄在退火时[6]消除第二类畸变的开始是相符合的．因此可以推測，該过程是与消除第二类畸变的缺陷有关，这样，按其特征来說是非扩散的过程．事实上，假如該过程是一个扩散过程，那末，过程起始时的温度主要地将是取决于該材料的合金化程度．实驗数据証明：它的改变几乎是与合金化沒有关系，而主要是取决于其結晶結构和該材料的熔点．例如，鉄和鎳在性能方面非常近似，而只是結晶結构不同．鉄具有体心立方晶格，其退火的起始温度是～270℃．鎳具有

面心立方晶格，而其退火的起始温度是～430℃. 应該指出，当經冷加工形变后的鎳在退火时，其第二类畸变的显著減少，大致也是起始于 430℃[6]. 我們所研究的这些鋼是具有面心立方体的晶格，并具有大致上相同的熔点，虽然成份不相同，但是它們仍然具有相同的退火起始温度(～430℃).

現在再探討这样的时間，$\gamma_1(T) \ll \tau \ll \gamma_2(T)$. 在这种情况下，方程式(7)应該是：

$$(\Delta H)_T = A_1 C_1^0 + A_2 C_2^0 \frac{\tau}{\gamma_2(T)}. \tag{10}$$

因而，經輻照后的試样，在退火时若仅仅是依靠消除第二类缺陷(在現在探討的这一个时間范围内，所有的第一种类型的缺陷都已經被消除)，則其显微硬度的減低量是等于：

$$(\Delta H^*)_T = (\Delta H)_T - A_1 C_1^0 = A_2 C_2^0 \frac{\tau}{\gamma_2(T)} \tag{11}$$

假設 $\gamma_2(T) \simeq e^{Q_2/RT}$，則求得

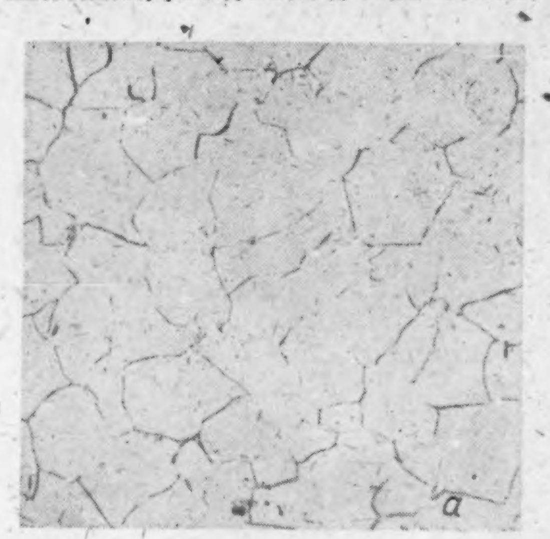
$$\frac{(\Delta H^*)_{T_1}}{(\Delta H^*)_{T_2}} = \frac{e^{Q_2/RT_2}}{e^{Q_2/RT_1}}. \tag{12}$$

这个关系式是可以用来測定消除第二类缺陷的激活能，利用图 4 中所介紹关于温度为 $T_1 = 636°K$ 和 $T_2 = 656°K$ 在 360 分鐘时的資料，求得 $Q_2 = 28700$ 卡/克分子.

因而，第二类缺陷的退火过程的激活能量是比 Q_1 大得多，并且大致是鉄的自扩散激活能量的一半. 因此，第二类缺陷的消除过程是通过非扩散的途径的. 由此还得出結論，該过程的温度几乎与合金化的程度无关.

根据伦琴照相的研究，証明在經过輻照后的鉄中存在有第三类畸变的缺陷. 就这方面提出了假設[6]：消除第三类畸变的激活能量应該是消除第二类畸变的激活能量与再結晶激活能量之間的中間值(鉄的再結晶激活能量是 45000—55000 卡/克分子). 因此，我們推測，被我們所发現的、具有 28700 卡/克分子激活能量的过程是与消除第三类畸变的缺陷有关.

目前在关于中子場对某些純金属，特别是鎳和鋼的显微組織的影响方面有着相矛盾的資料[2,7]. 我們对鉄(图 7)，鎳，鉬在輻照前后的試样，以及，經輻照并退火后的試样的显微組織进行了研究. 研究証实，在中子場作用下(温度为 40—70℃)，以及，其随后的热处理的結果，对金属的显微組織并沒有发現有明显的变化.



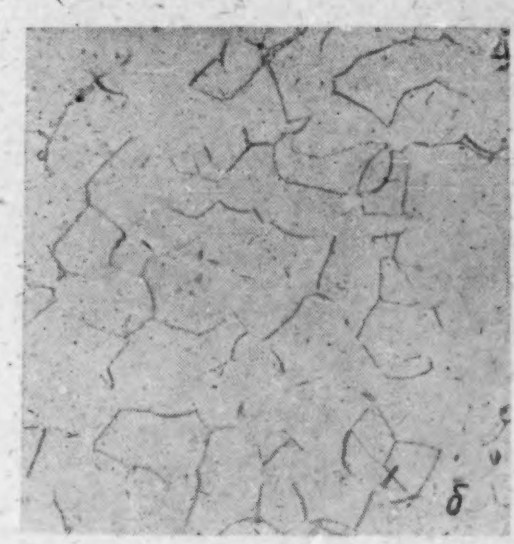


图 7　鉄的显微組織(×400)

a) 輻照前　　б) 輻照后

根据以上所述可以得出以下結論：

1. 在 40—70℃ 的条件下，用快中子輻照金属材料的結果，导致其机械性能和电阻发生变

化．这是由于在晶格中形成不同类型的缺陷所引起的．

2．导致强化的輻照缺陷，按其本性而言，是与引起該材料电阻增加的缺陷有本质上的差別，前者在較高的温度条件下才被退火．同时，这二种缺陷的退火温度都与合金化的程度无关．

3．第二类和第三类畸变的缺陷引起輻照后的金属材料的強化，它是通过非扩散的途径退火的，并相应地具有 16500 和 28700 卡/克分子的激活能量．

4．輻照条件下的強化，以及，經过輻照后金属的退火，不伴随它們的显微組織的变化．

5．当用快中子輻照奥氏体类型的鋼时，合金化程度对其強度特性（強度极限和硬度）沒有显著的影响．

最后，作者感謝阿克拉諾維奇（В. М. Агранович）参加了本文結果有益的討論．

参 考 文 献

[1] F. Kunz, A. Holden: *Acta metallurgica*, **2**, No. 6, 816(1954); см. также сб. «Действие ядерных излучений на структуру и свойства металлов и сплавов». М., Металлургиздат, 1957, стр. 63.
[2] С. Т. Конобеевский, Н. Ф. Правдюк, В. И. Кутайцев: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), т. 7. М., Госхимиздат, 1958, стр. 526.
[3] В. С. Ляшенко, Ш. Ш. Ибрагимов: *Атомная энергия*, **6**, вып. 3, 277 (1959).
[4] А. И. Лейпунский и др.: *Атомная энергия*, **II**, № 6, 497 (1957).
[5] В. А. Ильина и др.: Проблемы металловедения и физики металлов. Третий сборник трудов Института металловедения и металлофизики. М., Металлургиздат, 1952, стр. 178.
[6] Я. С. Уманский и др.: Физические основы металловедения. М., Металлургиздат, 1955. стр. 465,471.
[7] Ч. Брач, В. Макхью, Л. Дойг: *Атомная техника за рубежом*, № 1, 40 (1958).

T_2O 的蒸氣压

波波夫(М. М. Попов) 塔吉特奇諾夫(Ф. И. Тазетдинов)

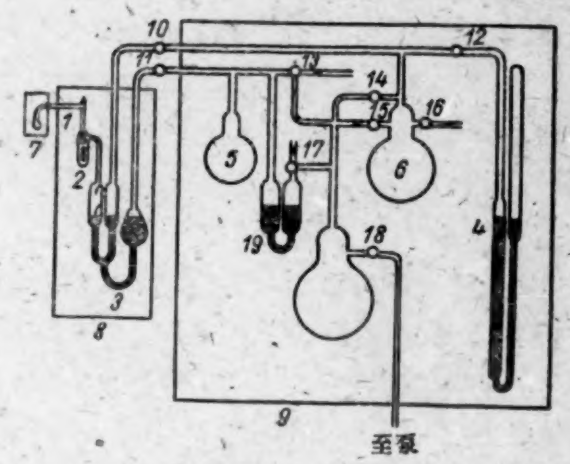
本文敍述了溫度范围为12—95℃，T_2O 含量为83.4和98.1克分子%高浓度氚水試样的蒸气压的测定方法，并列举了实驗結果．为了考虑到水的輻射分解和核衰变所产生的气体产物的压力，在二个已知容积的設备中，用靜力法进行了测量．已經得到 HTO 和 T_2O 的沸点为100.8和101.6℃．在这些溫度下的蒸发热为9.9和10.1仟卡/克分子．标准熵相应为19.3和19.0熵单位．

关于 T_2O 含量不大的氚水的蒸气压测量，在文献中曾經发表过二篇簡报．测量的結果是互相矛盾的：在一种情况下指出 HTO 的沸点比 H_2O 低[1]，而另一种情况指出比水高[2]．本文敍述了溫度范围为12—95℃时二种 T_2O 百分率高的試样的蒸气压测定方法和結果．

测量方法和設备

如果在几个已知容积的設备中(不少于2个)进行测量时，尽管由于氚的放射性，不可避免的在 T_2O 之上会生成气体产物，T_2O 的蒸气压可以用靜力法测定．由于容积的改变并不影响到飽和蒸气压，可以把蒸气混合物和气体的总压力分为单个組份的分压力．在試样輻射分解时所生成的过氧化氫的浓度一般是很低的[3]，可能严重影响到蒸气压的测定．所以要选择这样的测量方法，是因为这种方法对于微量的試样(不大于一滴)容易实現，且不需要采取附加的措施来保証工作的安全．

测量是在玻璃的(ЗС5К)設备中进行的．这种設备与一般靜力法测量設备不同之点仅仅在于它的工作容积是能够改变的(見图)．用水銀差示压力計3作为零点装置．容积的改变用移动压力計3的汞水平面来实现．使水銀的弯液面与放在压力計管內的玻璃針的末端相接触，可以重复得到二个已知的容积，其誤差为±0.005厘米³．用內直径为～15毫米的管制作压力計3和4．



用来测量蒸气压的設备的示意图

1——装有試样的安瓿；2——开启器；3——零点压力計；4——压力計；5,6——緩冲容器；7—9——恆溫槽；10—18——活塞开关；19——压縮器．

用高差計来测量压力．压力的测量誤差在200毫米汞柱以下为0.03毫米，而在200毫米汞柱以上为0.06毫米．

在溫度高于試样溫度5—10℃时，压力計3与液体試样单独进行保溫．这是为了在容积改变时避免蒸气凝聚在压力計的玻璃壁上．恆溫器7的溫度起伏(見图)不超过+0.003℃．用分度为0.1℃精确度为0.01℃的水銀溫度計来测量溫度．溫度計曾經用标准鉑溫度計在实驗条件下校对了电阻．

液体試样(約4毫克分子)是用被鈾淨化过的氚和加热至350℃的氧化銅相互作用而得到的．反应产物直接冷凝在测量設备中．原始氚的同位素組成用石英气体天平来测量[1]．在文献[4]中敍述了天平的稳定性和测量方法．在設备中采

1) 这些测量是由西宁(М. Д. Сенин)和莫洛佐夫(Ю. М. Морозов)所做的，为此，作者向他們致以眞誠的謝意．

用了水銀封閉和电磁开启器来代替开关．使得能够一直到测量完都免得使淨化过的氚和制备的試样与有机潤滑油相接触．

为了测定在該温度下的蒸气压，作了三个压力讀数：第一个和最后一个讀数是在气相体积为 V_1 时讀出的，第二个讀数是在气相体积为 V_2 时讀出的．根据第一个和最后一个讀数，在它們之間采用恆定的气体聚积速度后，得到对应第二讀数时刻容积为 V_1 时的压力 P_1．这个 P_1 的值和第二讀数 P_2 都是对应于在設备中气体量相同，但是对于二个已知体积 V_1 和 V_2 而讀出的．采用分压定律 $P_1 = P_п + \bar{p}_1$ 和 $P_2 = P_п + \bar{p}_2$ 和門捷列夫-克拉貝隆定律时，

$$\bar{p}_1(V_1 - V_3) = (n - x)RT_2; \quad \bar{p}_1V_3 = xRT_1;$$
$$\bar{p}_2(V_2 - V_3) = (n - y)RT_2; \quad \bar{p}_2V_3 = yRT_1.$$

按下列公式，积聚的試样蒸气压

$$P_п = \frac{1}{V_2 - V_1}\left(P_2V_2 - P_1V_1 - \Delta PV_3\frac{T_2 - T_1}{T_1}\right), \tag{1}$$

其中 $P_п$——試样的飽和蒸气压；$\bar{p}_1, \bar{p}_2$——在 V_1 和 V_2 时，混合物中气体的分压；V_3——在恆温器 7 中的气相体积部分；x 和 y——在这个体积中气体的量；T_1 和 T_2——分别为恆温器 7 和 8 的温度(°K)(見图)；$\Delta P = P_1 - P_2$ 和 n——設备中气体的克分子数．V_1, V_2 和 V_3 的絕对值与实驗結果一起列出；V_3 的测定誤差 $\sim 10\%$．

預先测量二种水样的蒸气压，这个水样是用氫瓶中的氫經过鈾淨化以后制备的，对于水的蒸气压(毫米汞柱)得到了下列方程式：

$$\lg P = 8.0341 - \frac{1711.0}{t + 232}; \tag{2}$$

$$\lg P = 8.0632 - \frac{1725.5}{t + 233}; \tag{3}$$

其中 t——水的温度(℃)．

当存在 3 和 13 微克分子氫时进行了测量．实驗点与根据相应的方程式計算所得的点的偏差，在 30 个点中有 4 个超过了测量的极限誤差．方程式 (2) 和(3)所給出的 H_2O 蒸气压的值与文献[5]的数据不同，在 20℃ 时相差 + 0.02 和 + 0.01 毫米．而在 100℃ 时相差 −0.6 和 + 1.2 毫米．沸点为 100.02 和 99.95℃．在 0—100℃ 范围內，从方程式(2)和(3)計算得到的 H_2O 蒸发热的值和文献[5]的数据相符合，相差不到 1%．

实驗結果及討論

在表 1 和表 2 中列举了二种氚水試样蒸气压的测量結果．其中 T_2O 的总含量为 83.4 和 98.1 克分子%(其余为 H_2O)．

从較高浓度的試样所得到的数据换算后校正到对于 100% 的 T_2O．在結果处理时采用表 1 和表 2 所指出的测量的极限誤差，作为实驗点的不确定的极限．由于用来导出公式(1)的定律的近似性，在公式中忽略了在該温度下設备中三个压力讀数之間气体聚积速率的改变，試样的同位素組成的改变和过氧化氫的存在（仅仅在最不利的情况下）所产生的系統誤差，根据我們的估計，总共为测量誤差的十分之一，而不必加以考虑．

所得到的数据可以用方程式来表示

$$\text{对于 } 83.4\%\ T_2O, \lg P = 8.0933 - \frac{1721.2}{t + 229}; \tag{4}$$

$$\text{对于 } 100\%\ T_2O, \lg P = 7.9957 - \frac{1654.9}{t + 222}. \tag{5}$$

表 1 83% T_2O 的蒸气压

(設备容积: $V_1 = 3.886$ 毫升, $V_2 = 10.652$ 毫升, $V_3 = 0.32$ 毫升)

实驗序号	T_1, ℃	T_2, ℃	P_1, 毫米汞柱	P_2, 毫米汞柱	P_{III}, 毫米汞柱	极限誤差, ±毫米	与方程式(4)的偏离,毫米
1	19.99	29.4	40.70	24.43	15.06	0.16	−0.10
19*	24.95	29.0	153.77	65.26	21.06	0.48	+0.38
2	30.00	40.0	57.65	38.80	27.94	0.20	−0.10
18*	34.92	40.0	161.80	78.62	37.06	0.49	−0.23
3	39.92	51.2	83.24	61.65	49.52	0.25	+0.22
4	45.01	50.3	100.84	78.03	64.90	0.28	+0.07
5	50.12	60.1	124.97	99.40	84.66	0.33	+0.18
6	50.12	60.1	126.54	100.00	84.71	0.34	+0.23
7	50.12	60.1	130.58	101.46	84.69	0.35	+0.21
8	55.02	60.2	156.50	125.60	107.81	0.42	−0.13
9	59.95	70.0	192.03	156.75	136.44	0.55	−0.51
17*	65.02	70.0	294.07	213.82	173.81	0.71	+0.32
10	70.07	79.1	274.60	238.34	217.42	0.67	−0.42
16*	75.09	80.1	309.50	283.60	270.60	0.68	+0.12
11	80.12	89.6	390.47	355.08	334.62	0.84	−0.53
15	85.22	95.8	437.52	421.65	412.39	0.89	−0.29
12	90.32	95.4	553.39	523.12	505.55	1.08	+0.77
13	90.32	95.4	525.08	512.77	505.53	1.01	+0.75
14	95.41	97.5	633.06	620.32	612.78	1.17	−0.52

* 在实驗 № 15 以后,位于电磁开启器錘头的空間(見图)滴入了汞,因此 V_1 和 V_2 的值减少了 0.512 毫升.

方程式的常数用图解法求得[6].

在用 98.1% T_2O 的实驗中(見表 2),有 7 个情况实驗数据和按照方程式(5)所計算的数据之間的差别超过了测量誤差的极限. 这样的情况甚至发生在检查测量中. 大概,包含在这些测量中的个别讀数是在显然不平衡的情况下讀出的. 当設备的容积要求保持恆定时, 存在气体的量的改变,在我們的設备中要完全达到平衡未必是可能的. 由于随着压力改变,設备的容积同样改变了;在容积改正时,蒸发或凝聚的过程加快了,而引起某一部分容积的气体浓聚,也就是体系与平衡状况有某些偏离. 因此仅仅可以說,实际上测量的压力与平衡有足够的接近.

为了避免大量的气体在仪器中积聚和测量誤差增长起見,如果間隔为 5 分鈡的三次連續的观察指出在同一个标記上,压力的改变不超过 0.01—0.02 毫米汞柱(可能是由气体的量的改变所引起的),我們認为平衡是可以达到的. 在个别情况下这样的测量亦可能发生在沒有充分接近平衡的情况,例如当蒸气和气体在設备中以相反的方向扩散时. 因此,我們測量誤差实际上的极限,可能稍寬于表 1 和表 2 所列的一些幅度. 然而用 H_2O 的检查测量指出,我們測量的精确度对确定 T_2O 和其他同位素形式的水的蒸气压之間的差别是足够的. 这同样被二种含有不同浓集度的 T_2O 試样所作的二組实驗結果的一致性加以証明. 这一点可以从表 3 中看到,其中列举了实驗数据平均以后所得到的 83.4% T_2O 蒸气压的値和根据拉烏尔 (Рауль) 定律計算的純的 T_2O 的値.

在低温时,差别要大于预想的实驗誤差,这部分地可能与 H_2O 和 T_2O 混合物的蒸气压与拉烏尔定律的偏离有关. 关于 H_2O 和 D_2O 的混合物,曾經发現有正的偏离[7].

在表 4 中对根据本文实驗結果所得到的 HTO 和 T_2O 的性質与对 H_2O 和 D_2O 的已知数

表 2　98.1% T_2O 的蒸气压

（設备容积：$V_1 = 4.277$ 毫升，$V_2 = 11.043$ 毫升，$V_3 = 0.40$ 毫升）

实验序号	T_1,℃	T_2,℃	P_1, 毫米汞柱	P_2, 毫米汞柱	P_{II}, 毫米汞柱	P_{T_2O}, 毫米汞柱	极限誤差, ±毫米	与方程式(5)偏离,毫米
1	12.13	20.0	15.56	11.52	8.32	8.28	0.10	−0.18
3	14.69	29.9	27.86	17.03	10.15	10.10	0.13	+0.09
2	19.87	30.4	28.39	19.77	14.30	14.24	0.13	0.00
4	25.40	29.9	39.96	27.98	20.40	20.32	0.16	+0.07
5	30.09	40.0	51.63	36.44	26.81	26.71	0.18	−0.27
6	35.77	44.8	70.80	50.71	37.98	37.86	0.22	+0.22
30	40.26	45.1	139.03	83.66	48.61	48.46	0.42	−0.02
7	40.66	44.9	85.08	63.38	49.63	49.47	0.24	−0.09
29	45.40	49.9	133.20	90.90	64.11	63.93	0.41	−0.17
8	47.41	50.6	111.58	86.92	71.31	71.12	0.27	−0.17
28	50.18	59.9	146.23	107.47	82.89	82.69	0.44	+0.37
9	50.41	60.2	138.11	104.53	83.23	83.01	0.36	−0.29
27	54.94	59.9	163.99	128.05	105.28	105.02	0.46	+0.30
10	55.93	60.2	168.36	132.25	109.37	109.12	0.40	−0.86
26	59.65	65.0	174.31	148.86	132.73	132.44	0.46	+0.52
11	61.03	69.8	202.51	165.05	141.30	141.00	0.54	+0.19
25	64.70	75.7	205.66	182.63	168.00	167.67	0.54	+0.39
12	64.75	70.0	230.09	191.80	167.54	167.19	0.58	−0.45
24	69.61	75.7	246.27	224.02	209.89	209.50	0.61	+0.25
13	70.38	80.2	279.49	241.63	217.59	217.20	0.68	+0.68
23	74.98	85.1	300.49	278.98	265.28	264.82	0.71	−0.20
14	75.72	78.9	333.21	296.73	273.59	273.12	0.76	−0.48
22	79.92	85.1	361.77	340.78	327.40	326.89	0.80	+0.04
15	80.26	85.7	383.13	352.36	332.80	332.50	0.84	+0.90
21	85.26	95.0	444.31	422.32	408.27	407.69	0.94	+0.58
16	86.32	96.9	437.36	420.63	409.90	409.34	0.94	+1.25
17	86.32	96.9	437.17	420.60	409.97	409.41	0.94	+1.32
20	90.08	95.0	529.43	508.05	494.36	493.72	1.08	+0.76
18	94.87	97.6	630.66	608.44	594.18	593.47	1.24	+0.47
31	95.11	97.4	681.40	631.58	599.87	599.16	1.33	+0.73
19	95.30	98.0	644.01	619.03	603.03	602.30	1.26	−0.44

表 3　83.4% T_2O 的蒸气压

T,℃	按方程式(4)計算	按方程式(5)計算
20	15.17	14.89
40	49.52	49.02
60	137.3	136.6
80	333.5	332.5
100	727.3	726.1

据[7]进行了比較.

得到的 HTO 的蒸气压和蒸发热相应为 H_2O 和 T_2O 的蒸气压和蒸发热的几何平均值和算术平均值．在文献[6]中叙述了蒸发热的計算方法；取 T_2O 的临界温度和临界压力为 370℃ 和 212 大气压，亦就是比 H_2O 和 D_2O 的临界温度和临界压力要低一些（分别为 374.2 和 370.9℃；

218.5 和 215.7 大气压[7,8])利用文献[9]来計算液态的熵.

表 4 H_2O,D_2O;HTO 和 T_2O 的某些性质

T,℃	H_2O	D_2O	HTO	T_2O
		蒸气压,毫米汞柱		
10	9.21	7.79	8.19	7.29
25	23.76	20.6	21.7	19.8
40	55.32	49.3	51.4	47.8
60	149.4	136.6	141.5	134.1
80	355.1	331.6	341.3	328.0
100	760.0	722.2	738.8	718.2
		沸点 ℃		
	100.0	101.4	100.8	101.6
		蒸发热,仟卡/克分子		
10	10.64	11.00	11.0	11.3
25	10.52	10.85	10.8	11.0
40	10.36	10.64	10.6	10.8
60	10.15	10.41	10.4	10.6
80	9.94	10.17	10.1	10.3
100	9.72	9.93	9.9	10.1
		熵 ($S^{\circ}_{298.16}$) 熵单位		
	16.75	18.9	19.3	19.0

在所研究的温度范围内,T_2O 的蒸气压比 H_2O 和 D_2O 的蒸气压要低. 但是 T_2O 和 D_2O 蒸气压之間的差別很小. 随着温度升高,比值 P_{H_2O}/P_{T_2O} 和 P_{D_2O}/P_{T_2O} 接近于 1. HTO 的蒸气压比 D_2O 要高一些,虽然这些化合物的分子量是一样的;它們的蒸发热在所得到的数据的精确度范围内是一样的.

在 25℃ 时比值 P_{H_2O}/P_{HTO} 为 1.097;因此,反应

$$H_2O_{液} + HT \rightleftharpoons HTO_{液} + H_2$$

和

$$HTO_{液} + T_2 \rightleftharpoons T_2O_{液} + HT$$

在該温度下的平衡常数,应該为相应的气体反应平衡常数(4.63 和 6.19[7])的 1.097 倍. 亦就是等于 5.08 和 6.79.

在文献[2]中所列举的 HTO 蒸气压的值比我們所得到的值低. 它們也低于 D_2O 的值,而几乎和我們的 T_2O 蒸气压的数据相符合. 从文献[10,11]可見,H－T-化合物的蒸气压应該比 D－D-化合物的蒸气压高,对于 HT 和 D_2 曾經实驗証明过. 文献[2]的数据和我們的数据不同,和文献[10,11]的結果不相符合. 除此以外,引用这样低的 T_2O 蒸气压的值,使得 $P_{H_2O} - P_{D_2O}$ 的差別比 $P_{D_2O} - P_{T_2O}$ 的差別更小,这种可能性是很小的.

参 考 文 献

[1] W. Libby, R. Cornog: *Phys. Rev.*, **60**, 171 (1941).

[2] A. Price: *Nature*, **181**, 268 (1958).

[3] E. Hart: *J. Phys. Chem.*, **56**, 594 (1952).

[4] М. Д. Сенин, Ю. М. Морозов, Т. Ф. Карпова: *Приборы и техника эксперимента*, **4**, 125 (1959).

[5] H. Landolt, W. Börnstein: *Phys. chem. Tab. Edit.* 5. Berlin, 1923, S. 1478.
[6] G. Thomson: *Chem. Rev.*, **38**, 1 (1946).
[7] И. Киршенбаум: Тяжелая вода. М., Изд-во иностр. лит., 1953.
[8] G. Oliver, J. Grisard: *J. Amer. Chem. Soc.*, **78**, 561 (1956).
[9] A. Friedman, L. Haar: *J. Chem. Phys.*, **22**, 2051 (1954).
[10] J. Biegeleisen: *Phys. Rev.*, **99**, 638 (1955).
[11] J. Biegeleisen, E. Keer: *J. Chem. Phys.*, **23**, 2442 (1955).

传送带上矿石的放射性分析

保西克(Л. Н. Посик)　巴比琴柯(С. И. Бабиченко)
格拉得柯(Р. А. Гродко)

本文首先簡述传送带上鈾矿石快速伽馬定量分析的物理基础，所采用的仪器及其分析方法。說明这一測量方法是矿山和工厂放射性快速分析的基本方法。列举出有关資料，闡明不同物質成分矿石的測量精确性。

保西克在 1952 年所提出的在传送带上分析放射性矿石的方法，是矿車中被广泛运用的矿石快速伽馬分析法的进一步发展[1]。1956 年，我們首次采用了由亚庫保維契参加制造的閃爍装置，在传送带上作矿石的分析。目前正在进行試驗工作，并且，这种分析仪器已投入成批生产。在参考文献[2]中叙述了盖革計数管在选矿时是用来不断检查矿石，但对仪器和工作方法未有說明。

传送带上矿石的快速分析具有下列物理特征：

1. 对薄的矿层进行測量；

2. 射綫剂量的大小与矿石流中鈾的数量成比例，不与其平均含量(飽和层中的)成比例；

3. 矿石每个最終体积的測量时間有限(数秒鈡)，它是取决于測量装置的几何形状，探头到矿石流間的距离和传送带的运轉速度；

4. 具有較高的本底。它是由坑道和传送带放射性污染，以及矿車內或矿石庫中矿石的影响所造成的；

5. 与矿車中的測量相比，同一量的矿石能分成大量"部分"样品，这就在本質上改善了分析結果的統計精确性。

鈾分布不勻，平衡系数和射气扩散系数不稳定，矿石流断面的变化，以及矿石密度，顆粒度，湿度等的总的影响，是用共同的标准来衡量的，它可称作为矿石流的統計性影响。显然，快速分析总的誤差应分为二类：与矿石流統計性影响有关的誤差和矿石流伽馬射綫脉冲計算的統計性誤差。

为了能更正确地考虑到物理特征对运动中的矿石測量結果的影响，现在来研究一下矿石流射綫量的分析結果和計算測量統計性誤差的公式。

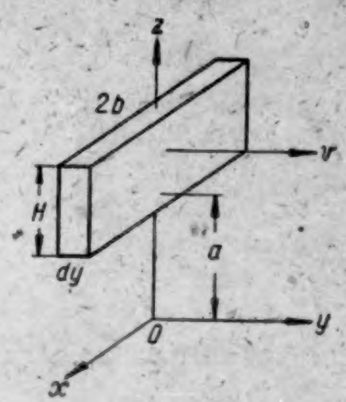


图 1　平矿石流的基本垂直断面

截面 $S = 2bH$，长度无限小 dy，鈾含量为 qi，密度为 ϱi 和以速度 v 沿着与座标起点一致的測量点移动的基本放射体的放射量(图1)由下列公式求得：

$$dDi = Kqi\varrho i \frac{\varphi(r')}{r^2} dx\, dy\, dh\, dt \qquad (1)$$

式中 K——鈾的伽馬常数；$\varphi(r')$——矿石流物質中伽馬射綫的吸收函数；$r^{\frac{1}{2}}$——減弱函数；$r^2 = (a + h)^2 + x^2 + v^2t^2$ (图 2)

类似于：

$$\varphi(r')' = e^{-\mu_{有效} r'},$$

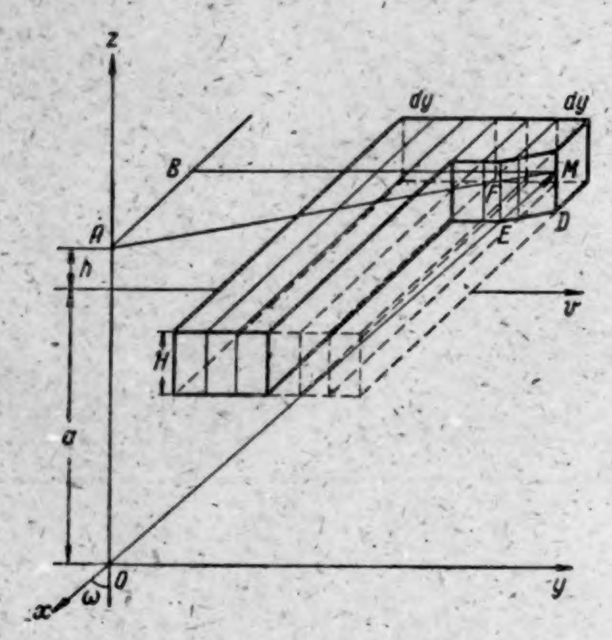


图 2　切断平矿石流的座标系图
$(MD = EF = h;\ ME = r';\ OM = r;$
$OA \doteq a + h;\quad AB = x;\ BM = vt;$
$\frac{r'}{h} = \frac{r}{a+h};\quad r' = \frac{h}{a+h} r)$.

式中

$r' = \frac{h}{a+h} r$；　$\mu_{有效}$ ——該矿石流寬伽馬射綫束的有效吸收系数.

移动体在测点点O中，其射綫的实际测量时間称为純测量时間. 純测时間的值等于放射性源沿测量点移动所需时間的二倍，在这个时間内，移动体射綫量的值由最大(当 $t = 0$，$y = 0$ 时，見图 2) 变为最小 (取决于仪器的灵敏度). 純测量时間 $t_0 = 2t_1$ 决定在該分析条件下 ($2l = v2t_1$ 和 $t_1 = \frac{l}{v}$) 测量装置灵敏度区 $2l$ 的长度.

显然，在純测量时間内，移动体的射綫量为：

$$Di = 4KqiQi\,dy \underbrace{\int_0^b dx \int_0^{t_1} dt \int_0^H \frac{e^{-\mu_{有效} r'}}{r^2} dh}_{I} \qquad (2)$$

在該测量条件下，a, b, H, v, t_0 和 $\mu_{有效}$ 值不变，积分数字值 $I = I(b, t_0, H, \mu_{有效}, a, v)$ 并不取决于 qi (范围很大)，同时，它也是个常数[3]. 假設这值等于 I 和 $dy = \Delta L$，则得：

$$D_i = 4Kq_iQ_i\Delta LI. \qquad (3)$$

在分析体中的鈾量为：

$$mi = q_iQ_iS\Delta L,$$

因而

$$Di = \frac{4KI}{S} m_i \qquad (4)$$

对长为 L，由 h 个那样物体組成的矿石流来說，则得

$$Dn = \sum_1^n D_i = \frac{4KI}{S}\sum_1^n m_i = \frac{4KI}{S} Mn = \eta Mh \qquad (5)$$

式中

Mn——矿石流中鈾的总量；

η ——伽馬射綫量換算成矿石中鈾量(以每公斤鈾的微伦琴为单位)的換算系数.

在規定测量条件下，物质成分巳知的矿石流的 $K, Q, b, H, v, a, \mu_{有效}, t_0$ 值是由实驗方法来确定的. 因而，积分值 I 同样也可以求出. 那时，根据公式 (5) 所求出的射綫量 Dn 决定矿石流中的鈾量. 主要类型矿石在最可能的测量条件下，其积分值 I 是在快速电子計算机(БЭСМ)上确定的. 在探头到放射源間距离不同，传送带速度不同的条件下，用容量矿石标准源所作的試驗性测量表明，$D_{計算}$ 和 $D_{实驗}$ 值之間的誤差不大于 ±10%，其平均誤差为 ±5.6%.

利用数值表 (本文中未列出) 能容易地求出在不同测量条件下，放射性物质的放射量值. 这就可以根据矿石流的特征来选择仪器最理想的灵敏度值 I，矿石流某些主要参数間的实例列于图 3—6 上.

现在应談一下放射量与矿层厚度間的关系問題. 当 H 从 0 增加到 30 公分(图 6)时，I 与 H 之間产生三种主要关系：正比，非綫性关系和飽和范围(I 不取决于 H). 假如矿层的厚度符合于正比范围，矿石流中鈾量的测量最为精确. 假如矿层的厚度与非綫性关系一致，则矿层厚

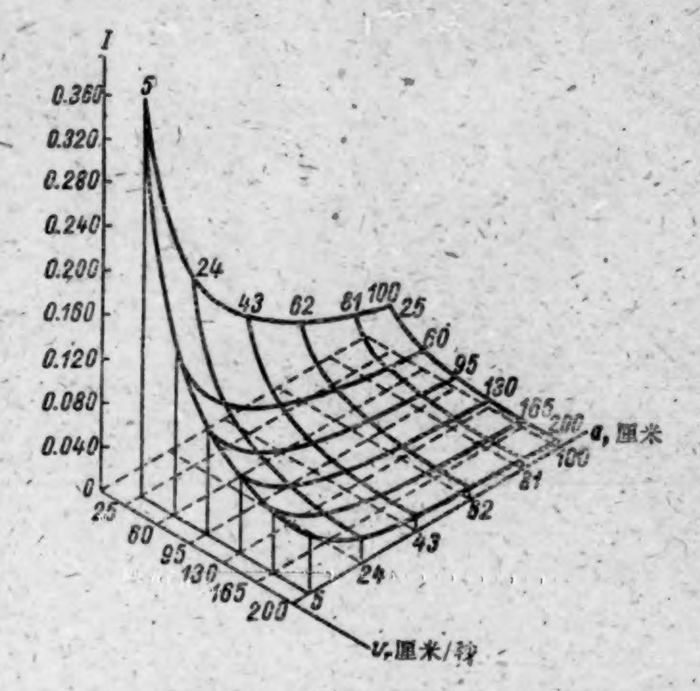


图 3 积分值 I 与传送带速度 v 和探头到矿石流 a 間距离的关系($\mu = 0.08$ 厘米$^{-1}$; $b = 25$ 厘米; $H = 5$ 厘米)

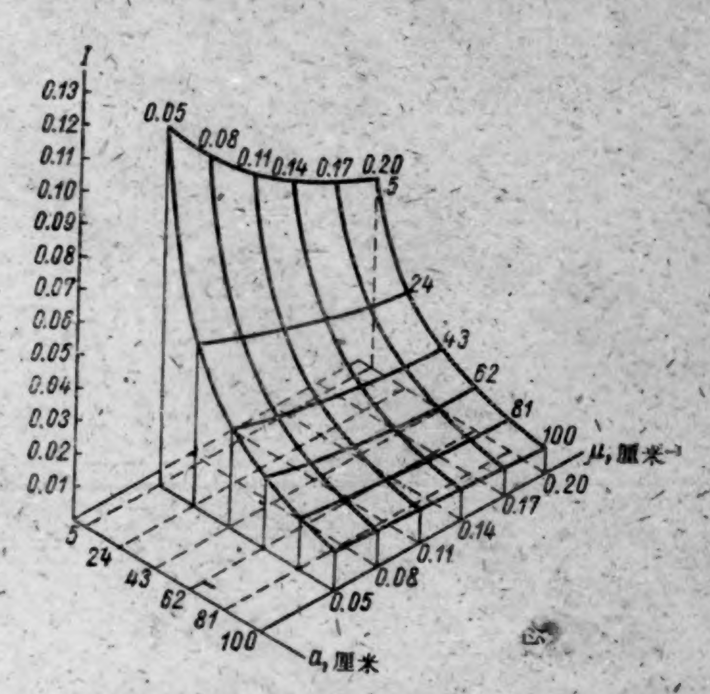


图 4 积分值 I 与探头到矿石流 a 間的距离及吸收系数 μ 的关系($b = 25$ 厘米; $H = 5$ 厘米; $v = 0.95$ 米/秒)

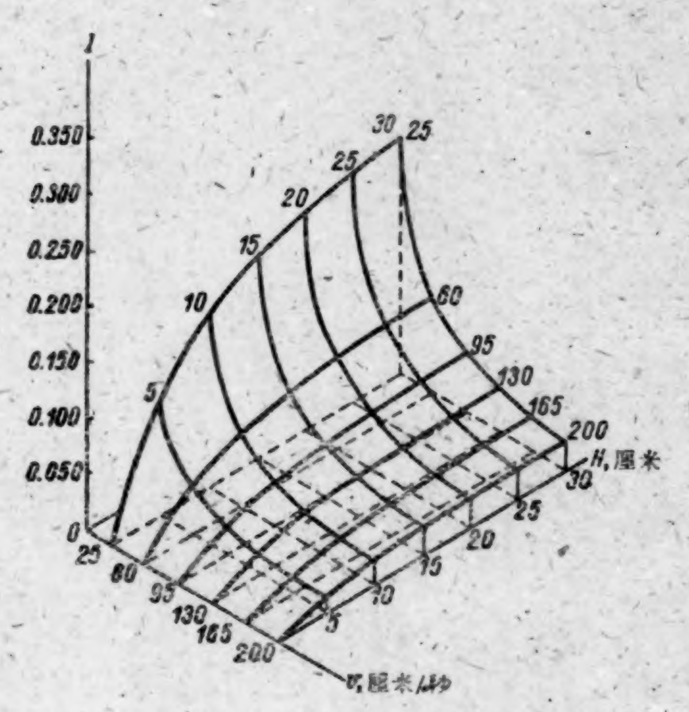


图 5 积分值 I 与传送带速度 v 和矿层厚度 H 的关系 ($\mu = 0.08$ 厘米$^{-1}$; $b = 25$ 厘米; $a = 43$ 厘米)

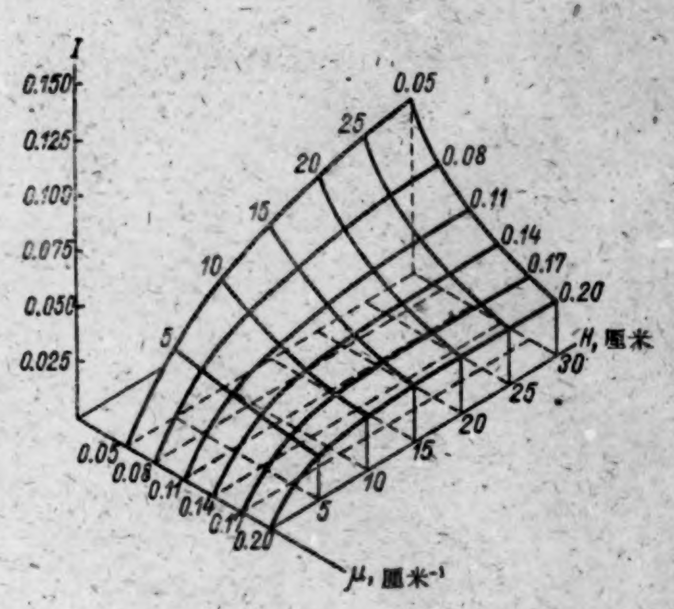


图 6 积分值 I 与矿层厚度 H 和吸收系数 μ 的关系 ($v = 0.95$ 米/秒; $b = 25$ 厘米; $a = 43$ 厘米)

度的平均值应保証最大的稳定.

在规定底数值 $D_ф$ 的条件下,不同矿石流射綫量計算值的統計性誤差由相对均方誤差来确定:

$$\sigma_n = \pm \frac{\varepsilon_{n\,ист}}{D_{n\,ист}} = \pm \frac{\sqrt{D_{n\,общ} + D_{ф\cdot общ}}}{D_{n\,общ} - D_{ф\cdot общ}} = \frac{\sqrt{2 + \frac{D_{n\,ист}}{D_ф}}}{\frac{D_{n\,ист}}{D_ф}\sqrt{D_ф}} \qquad (6)$$

当 $\frac{D_{\text{ист}}}{D_{\Phi}}$ 增大时，值 σ_n 变小，所以，为了取得小的統計性誤差，必需采用高效率的矿石流伽馬射綫測量仪器[4].

根据公式 (6) 所求得的值 σ_n 确定測量最大可能精确性，其中未考虑到矿石流的統計性影响. 快速分析最終結果的精确性应不小于 ± 5—10%. 由于物理誤差的值(1)較大，甚至在采用平均修正系数时也难以消除. 显然仪器的灵敏度就应这样来选择，即值 σ_n 应比矿石流統計性誤差和計算統計性誤差的和小 1/3 到 1/5.

在选择仪器类型时，也应考虑到，底数值必須稳定，訊号和底数間具有最大的比例，計算特性曲綫的綫性具有足够大的范围. 要求底数最大程度的稳定，实质上对选择仪器工作灵敏度和选择仪器探头的几何形状有关(因不能采用圓式屏蔽). 此外，由于空传送带和滿載传送带的底数值不同，所以只有在传送带上装有矿石层时才能进行測量. 在綫路电压和温度变化时，所以要有綫性和高度稳定性，是因为在用絕对計算法測量富矿石时，在非綫性的特性曲綫条件下，实际上是不可能对資料进行解释的.

РСУ-Т 型整套传送带矿石分析仪包括以下各主要部分：携带式閃爍探头，自动遙控部分，計算部分 (图 7) 和重荷探头. 图 8 为整套仪器的方块图，其中各部分的位置是根据传送带上的位置排列的. 仪器的基本綫路示于参考文献[5]中.

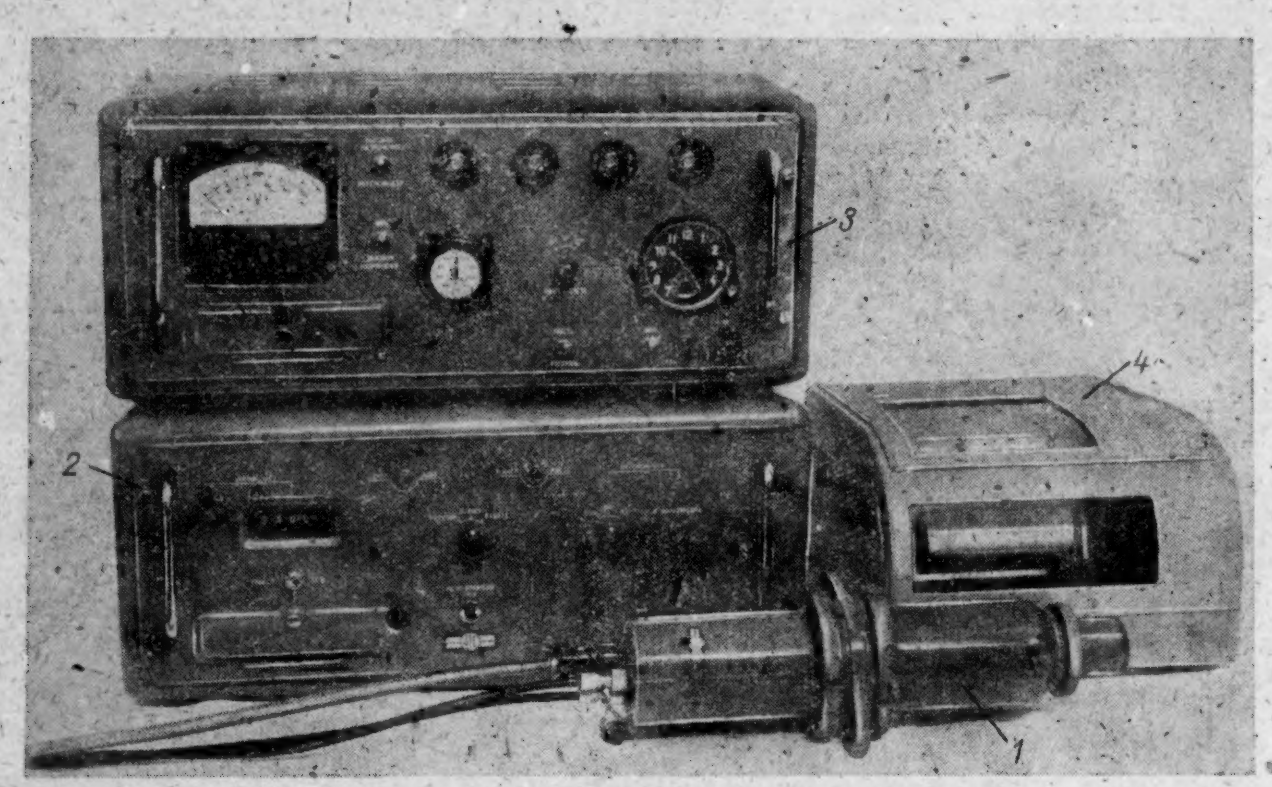


图 7 РСУ-Т 輻射仪("体积"牌)外貌图

1——閃爍探头; 2——自动遙控裝置; 3——計算部分; 4——自动記录器.

閃爍探头(見图 7)由伽馬射綫探測器——40 × 50 毫米的 NaJ(Tl) 晶体和 ФЭУ-29 光电倍加管組成. 从 ФЭУ-29 来的脉冲，輸入整形閥式单稳态振蕩器中，后者将 ФЭУ-29 的燥音脉冲进行鑑别. 单稳态振蕩器的輸入灵敏度約为 0.1 伏. 整形后的脉冲輸入到倒相器，然后进入阴极輸出器，該阴极輸出器相当于具有自动遙控探头間連接电纜低姆波負載綫路的高姆輸出端. 电纜 (PK-1 型) 的长度为 100 米，并可增加到 120—150 米.

自动遙控部分 2 (見图 7) 具有輸入級联，強度計，計算装置和电表自动遙控継电器綫路和电表，定时継电器，电源綫路.

探头脉冲在自动遙控部分中放大，并进入計算部分和強度計．仪器強度計具有負反饋，这样，在时間常数等于1秒鈡时，就能眞正改善所有三个测程：$500\cdot10^3$；$200\cdot10^3$ 和 $50\cdot10^3$ 脉冲/分鈡上綫路讀数的綫性．計算部分中100微安的仪器，以及与自动遙控装置相接的三毫安自动記录器是強度計讀数指示器．

計算装置的遙控（控制来自传送带馬达和重荷探头或定时継电器的脉冲）是由輸入放大器电子管柵极綫路实现的．

自动遙控綫路由二个МКУ-48型継电器組成，其繞組与传送带馬达和重荷探头相接（見图8）．該綫路仅在轉动的传送带上有矿石时，接通計算装置和強度計．矿石流射綫的测量时間根据电表的数字刻度盘来表示．

电子定时継电器具有2，3，4和5秒的固定时延，継电器在进行校正和作某种分析时，具有給定范围的测量装置是必須的．継电器可用遙控（例如探头就地安装）或用面板上"定时継电器起动"开关来控制（見图7）．

計算部分3（見图7）具有一个輸入倒相器，負脉冲从其輸出端进入整形单稳态振蕩器，然后进入用半导体制的十进位計算綫路．綫路輸入端的时間分辨能力不大于10微秒．其余四个十进位計算級由数个十进位計数器組成．脉冲从第二，第三和第四十进位器的輸出端可进入机电脉冲表ЭМС的起动綫路中．ЭМС具有 10^3 刻度的刻度盘，其最大频率为50脉冲/秒．这样，测量的总值可为 10^6，10^7 或 10^8 脉冲．在必要时，計算量可增大到 10^9 脉冲，这时，在計算部分的外部插孔中接入一个具有 10^4 刻度的刻度盘的机电脉冲表．

計算装置可用秒表或經过自动遙控器来操作．为检查其綫路，装有控制振蕩器．計算部分中装有高压稳定电源，当負載电流达150微安时，其可調范围为650—800，800—1000，1000—1500伏，350—500伏电压可作为气体放电計数管探头的电源．

重荷探头沒有投入成批生产，沒有整套仪器．最簡单的探头是由一对固定在传送带重称減震系或指示系槓杆上的触点組成．

图9为装在传送带上被屏蔽了的探头．

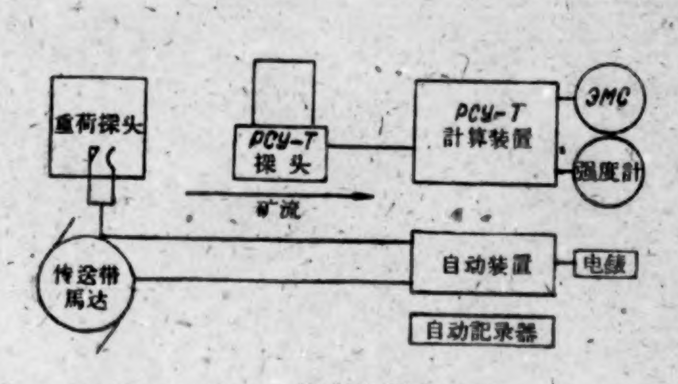
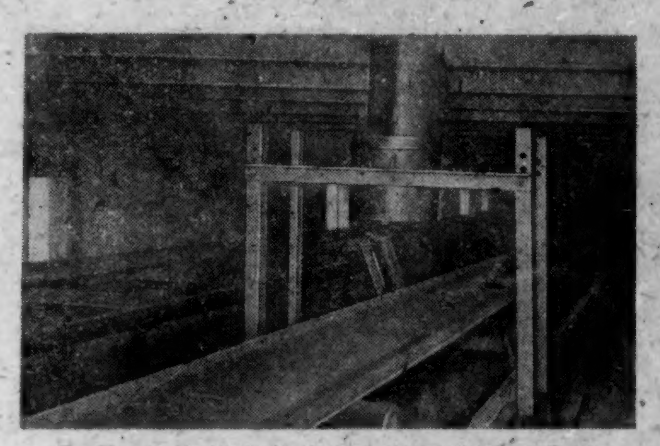


图8　РСУ-Т整套装置方块图


图9　装在传送带上探头被屏蔽的外貌图

测定換算系数 η 是校正传送带上测量仪器的重要方法．換算系数由三种主要方法来测定：

1. 将快速分析結果与不同重量矿石的全巷取样的資料作对比．采用这种方法能测得最可靠的 η 值，但經常缺乏必須的条件；

2. 测量不移动的矿石标准源．然后根据测量时間換算成等量矿石流．这种标准源的长度应等于测量装置灵敏度区的长度（2—3米），但这样实际上不方便．根据比例(5)，截面 $S=2bH$ 和物質成分应符合于矿石流的平均标准；

3. 在轉动的传送带上多次测量任意长度的矿石标准源，其純测时間必須保証标准源通过整个灵敏度区．测定了矿石标准源中射綫量和其中的鈾量（根据样品分析）后，就能較容易地根据 $\eta=\frac{D_э}{M_э}$ 的关系求出一公斤鈾的 η 值．

为了提高 $D_э$ 值的統計精确度，测量要进行 20—25 次．

这个校正方法不如第一种方法正确，但整个校正过程就不会受全巷取样可能性誤差的影响，并能作到有系統地对仪器稳定性和核算系数 η 稳定性进行检查．

矿石流快速分析結果和全巷取样結果对照表如下：

传送带上矿石快速分析結果与全巷取样結果对照表

矿石种类	矿石特征		相对誤差，%	
			对比种类	
	鐳的平衡系数，%	射气扩散系数，%	分批	分月
矽酸盐	73—115	8—48	±5.7	+0.1
”	73—115	8—48	—	+0.015
”	100	10	+3.1	+3.3
”	100	10	—	+4.5
”	100	10	—	+0.5
”	100	10	—	+3.6
矽碳酸盐	100	10	−0.3	—
碳酸盐	100	10	+2	—
矽碳酸盐	100	1	—	+2.2
”	100	1	—	−0.05
”	100	1	—	−1.4
”	100	1	—	−1.95
硫化物	84—117	20	±6.2	—
鈉长石	100	5	+1.7	+0.24
”	100	5	+4.7	—

根据上述資料得出結論，在传送带上进行测量可以作为在商品矿石装卸和工艺加工过程中快速分析的主要方法．在工厂，选矿厂和在装卸輾碎矿石时的条件下，来进行精确分析更为有利．

参 考 文 献

[1] Л. Н. Посик, И. М. Тененбаум: *Атомная энергия*, III, № 7, 28 (1957).
[2] E. Spice: Canad. Mining and Metallurg. Bull., No. 460, 446 (1950).
[3] В. Л. Шашкин: *Атомная энергия*, II, № 1, 48 (1957); там же, II, № 2, 157 (1957).
[4] В. И. Баранов: Радиометрия. М., Изд-во АН СССР, 1956, стр. 117.
[5] Л. Н. Посик: *Атомная энергия*, 7, вып. 6, 533 (1959).

γ 射綫在水和鐵中散射的能量角分布

卡桑斯基 (Ю. А. Казанский)

本文闡述了 γ 射綫多次散射过程最主要的特点——能量角分布的研究. 其結果可以用来計算在复杂几何条件下 γ 輻射的衰減情况. 在半无限的几何条件下測量了 Co^{60} 源的 γ 射綫在水和鉄中的能量角分布. 并确定出: 該分布在相应于最小角度一次散射的能量附近存在着极大值. 証明了强度角分布具有指数特征,并且指数系数綫性地依賴于介質的原子序数. 强度的能量分布与戈耳茨坦(H. Goldstein) 及威金斯 (J. Wilkins) 的結果[1]作了比較.

能量的角分布 $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ 是 γ 射綫多次散射过程的最主要特点,有关能量角分布的知識对于計算复杂边界条件下的輻射强度(例如:对当照射部分屏蔽了的、放在散射介質內部的探測器时)有着决定性的意义. 由于 $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ 的計算涉及一系列困难,因而只对非常有限的几种情况作了計算[2,3].

許多实験[4—8]都在放置初級 γ 輻射源的半无限介質平面边界附近的点上进行了散射 γ 輻射能量角分布的測量. 在这些工作中,实験的几何条件都是这样的:源中心与測量点的联綫垂直于平面的边界;这样可以保証能量的角分布与极角无关. 因此,所求的函数与挑选的測量点到能量为 E 的散射 γ 輻射源之間的距离 r、源和測量点联綫与測量点附近散射 γ 量子的运动方向之間的角度 Θ 有关. 文献[4]及[5,6]曾經用 Co^{60} 初級 γ 輻射源分別測量过在混凝土和鉛介質边界上散射輻射的能量角分布. 文献[8]用 Cs^{137} 源測量了混凝土边界上小角度 Θ 的 $N(r, \Theta, E)$. 文献[6]用 Au^{198} 源測量了鉄介質边界上的 $N(r, \Theta, E)$ 函数. 文献[7]介紹了鉛壁边界上由于能量为 10 兆电子伏的电子減速而产生的入射韌致輻射能量角分布的測量結果.

本文将发表 Co^{60} 源的 γ 射綫在水和鉄中散射的 $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ 的測量結果.

实 験 装 置

图 1 是測量从水中引出的散射 γ 輻射能量角分布的实験装置示意图. $2 \times 2 \times 1.6$ 米的水箱中充满了水,水箱上有一个有机玻璃窗,窗对面放置一个单晶閃爍 γ 譜仪,其中有一块直径 30 毫米高 27 毫米的 CsI(Tl) 晶体及 ФЭУ-29 光电倍加管. 晶体和光电倍加管都放置在鉛屏蔽层中,层的厚度不小于 100 毫米. 探測器的方向由长 270 毫米,带有 10 毫米直径小孔的准直器固定. 脉冲振幅用 20 道脉冲振幅分析器来分析. 譜仪的旋轉中心与半无限介質边界面間的距离 a 等于 10 毫米[1]. 因此, Θ 角可由下式确定:

$$\Theta = \Theta' + \operatorname{arc\,tg} \frac{a}{r} \operatorname{tg} \Theta', \tag{1}$$

其中 r 为由源至边界面的法綫距离; Θ' 为譜仪的旋轉角.

当 $\Theta' = 0$ 时,准直器的軸綫与边界面垂直,并通过 γ 輻射源(悬掛在尼龙綫上的直径 5 毫米的小球),准直器的位置用譜仪的积分計数与旋轉角 Θ' 的关系来检験. 积分計数的最大值位置与 $\Theta' = 0$ 的偏离不大于 $\pm 0.3°$.

---

1) 譜仪的旋轉軸与边界面不相重合导致选择的測量点与源之間距离的变化. 但即使当 $r = 80$ 毫米及 $\Theta = 60°$ 时,强度的变化 $\sim 5\%$,当 $r > 200$ 毫米时,变化小于 1%. 在处理測量結果时已經考慮了强度的变化.

在 $\Theta > 60^\circ$ 的情况下进行能量角分布测量时，将 γ 輻射源偏移一个角度 α；在这种情况下角 Θ 由以下关系式确定：

$$\Theta = \Theta' + \operatorname{arc\,tg}\left(\operatorname{tg}\alpha + \frac{a\operatorname{tg}\Theta'}{r\cos\alpha}\right). \tag{2}$$

一般説来，将源旋轉一个α角要破坏实驗的几何条件：半无限介质平面好象相对于源-探测器系統旋轉了一个 α 角．几何条件的破坏导致散射 γ 輻射能譜分布变化．为了确定半无限介質边界面的“旋轉”对能量分布的影响，要对源-探測器系統相对于边界面的两种不同状态进行测量．当 $\mu_0 r = 1$ 时，曾經測量过 $\Theta = 30^\circ$ 及 $\alpha = 0^\circ$ 以及 $\Theta = 0^\circ$ 和 $\alpha = 30^\circ$ 的能量分布．图 2 为测出的仪器譜（已減去本底）．对于以上两种情况測量所得結果符合得非常好，可以認为，将边界面“旋轉” 30° 对散射的 γ 輻射能量分布沒有明显的影响．

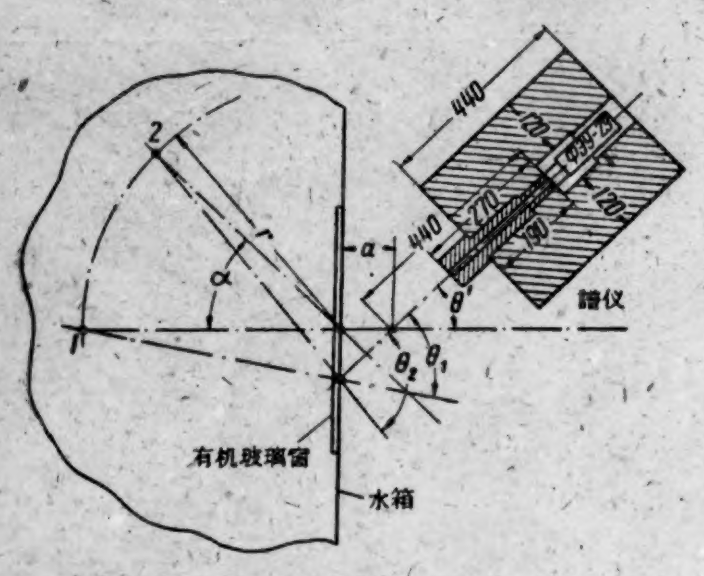


图 1 实驗装置示意图

图中表示了源的两种不同位置：1——当 $\theta < 60^\circ$ 时测量，2——当 $\theta > 60^\circ$ 时测量．由譜仪旋轉中心沿法綫方向至边界面的比例尺标放大了（放大到 10 倍）．

測量从鉄中引出的 γ 輻射能量角分布的实驗装置在文献[6]中已經有过叙述．

由水中引出的散射 γ 輻射对五組 $\mu_0 r$ 值（0.5; 1.0; 1.8; 3.5; 4.5）的情况进行了能量分布与 Θ 角相依关系的测量．对于由鉄中散射出的 γ 輻射，仅测量了 $\mu_0 r = 5.9$ 时各种 Θ

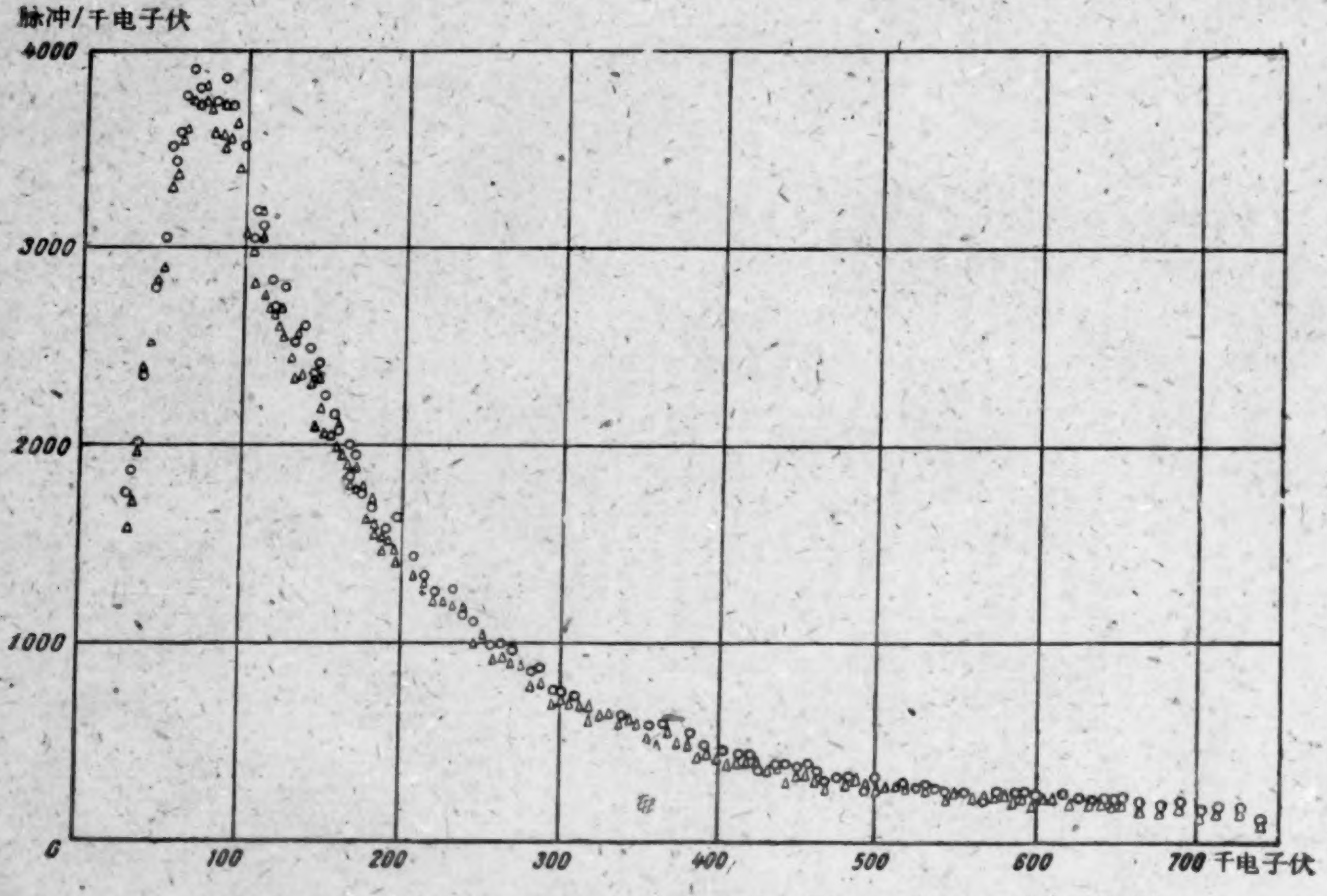


图 2 脉冲振幅的仪器譜（已減去本底），测量是在 $\Theta' = 30^\circ$，$\alpha = 0^\circ$（三角形）及 $\Theta' = 0^\circ$，$\alpha = 30^\circ$（圓圈）的情况下进行的

的能量分布.

在水中測量时,曾用了各种不同強度的 Co^{60} 源 (1370, 600, 194 毫居里). 测量步驟如下: a) 确定譜仪的能量标度(为此,应用了 Zn^{65}, Cs^{137}, Cr^{51}, Ce^{141} γ 輻射源); б) 測量脉冲振幅的仪器譜; в) 測量本底(測量时准直器孔眼塞上鉛棒); г) 重复测定譜仪的能量标度. 对于每一个 Θ 角,进行两次测量.

平均脉冲振幅的仪器譜变换为 γ 輻射的能量分布是逐步应用下式[9]得到:

$$N(E_m) = \left\{R(E_m) - \sum_{i=m}^{n} L(E_m, E_i) R_{0\Phi_i}\right\} \frac{1}{\varepsilon\Phi(E_m)}, \tag{3}$$

其中 $N(E_m)$——当 $E = E_m$ 时所要求的能量分布; $R(E_m)$——当 $E = E_m$ 时被記录下的脉冲数目; $R_{0\Phi_i}$——当 $E = E_i$ 时全吸收的脉冲数(光电峯); $\varepsilon\Phi$——譜仪对光电峯的效率; $L(E_m, E_i)$——能量为 E_i 的 γ 量子产生脉冲的机率,正比于 E_m.

函数 $L(E_m, E_i)$ 是已知的数值矩陣,它可以根据测量到的单能 γ 源的仪器振幅分布来列出.

关于列出 $L(E_m, E_i)$ 的数值矩陣以及求該譜仪效率等問題的詳細討論可参看文献 [9].

測量結果的誤差基本上只由統計誤差和从脉冲振幅分布轉換到 γ 輻射能譜的誤差确定. 譜仪对光电峯的效率及函数 $L(E_m, E_i)$ 的均方誤差分别为 3 及 4%. 仪器振幅分布的均方誤差(已考虑本底)在 1—3% 范围内,个别情况下达到 7%. 由此可見,能量分布測量的均方誤差,如不計及譜仪的分辨本領,应該是 4—7%. 由于譜仪分辨本領而造成的誤差沒有考虑,因为在远离銳边界的平滑的能譜情况下,这項誤差是微不足道的 (1—2%). 在靠近銳极大的地方,能量分布的形状可能受到显著的歪曲,然而在这种情况下要想作一些校正是非常困难的.

測 量 結 果

对两种不同的源位置 ($\mu_0 r = 0.5$ 及 $\mu_0 r = 4.5$) 測量出的在水中受到多次散射的 γ 輻射在不同角度 Θ 的能量分布 $N(r, \Theta, E)$ 結果如图 3 所示. 随着 $\mu_0 r$ 的增加,在很小的能量范围内能量分布明显地发生变化: 在低于 100 千电子伏区域,当射程增加时散射輻射峯值从 90 移于 60 电子伏时偏移得非常明显. 在水中散射的 γ 輻射的积分譜中,在 60 千电子伏的区域內也出现类似的情况[10].

图 4 比較了单能譜綫強度的实驗測量結果与理論計算值[2]. 因为实驗是在半无限的条件下进行的,而計算[2]是假定在无限伸张的介質中,所以不可能期望实驗值与理論值非常精确

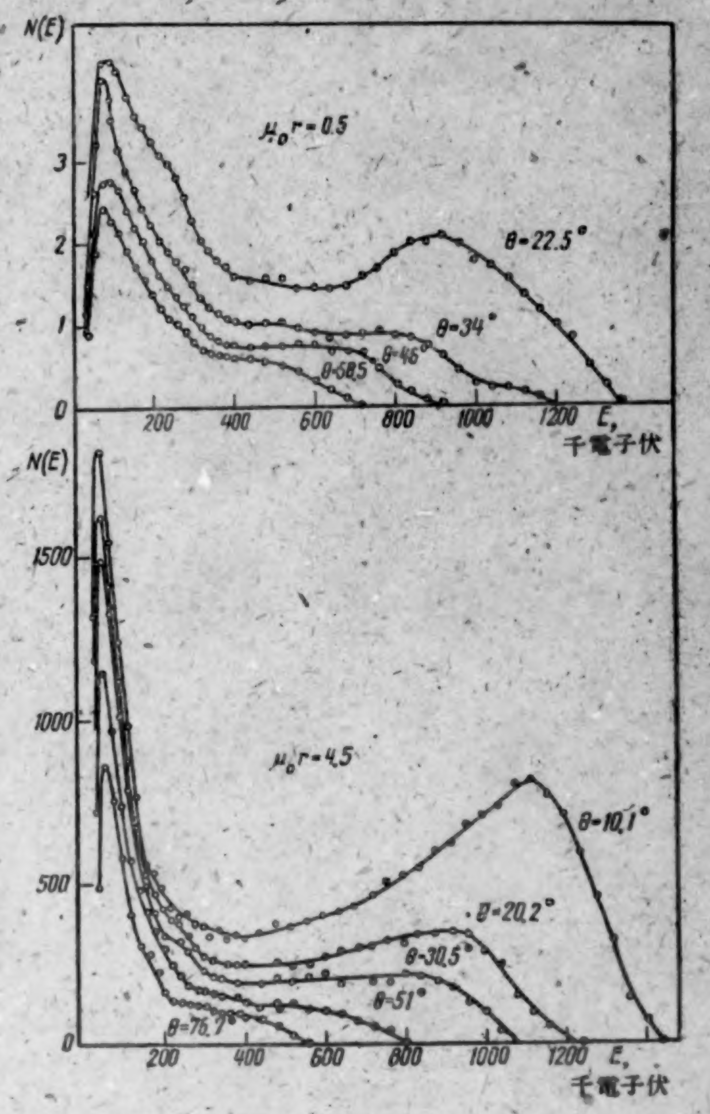


图 3 对两种不同距离 ($\mu_0 r = 0.5$ 与 $\mu_0 r = 4.5$) Co^{60} 源在水中散射的 γ 輻射能量角分布

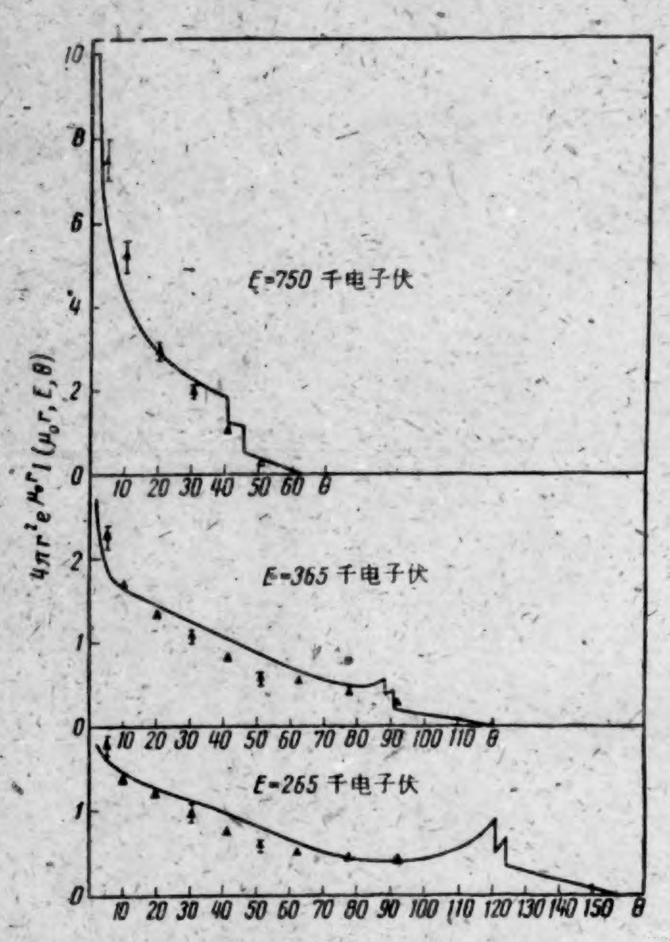


图 4 Co^{60} 源强度角分布的計算值[2]（实綫）与实驗值（三角形）的比較（$\mu_0 r=3$）.

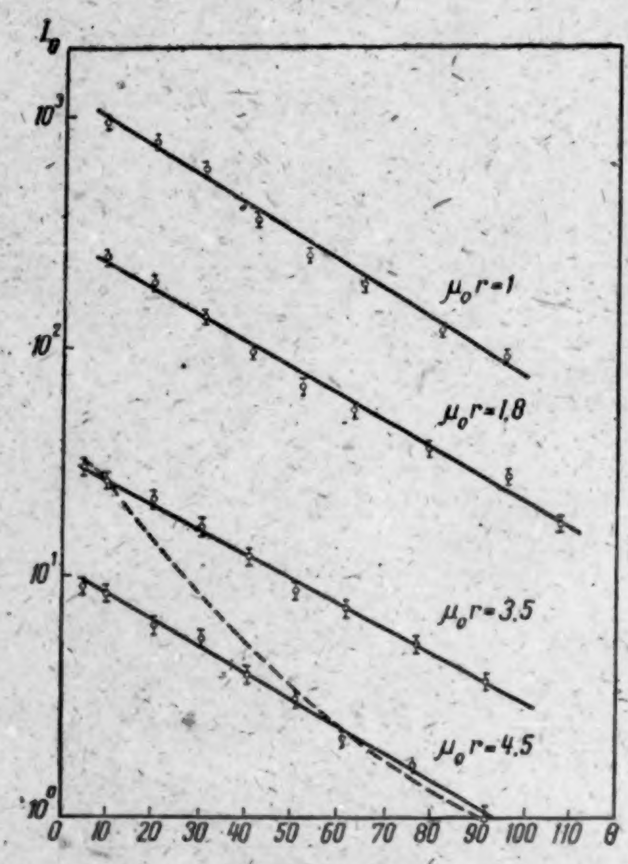


图 5 Co^{60} 源射綫在水中的强度角分布
虛綫表示按一次散射近似計算出的 $\mu_0 r=3.5$ 的强度角分布，在 $\theta=10°$ 时归一化为实驗值.

地相符．在低能及大散射角 Θ 的情况下，預期两者会出現最大的歧离．实际上，由图可看出，对 265 与 365 千电子伏的单能譜綫，計算值与实驗曲綫的歧离不大于 40%；而对 750 千电子伏的譜綫不大于 20%.

图 5 为按照下式确定的強度角分布 I_Θ:

$$I_\Theta = 2\pi \sin\Theta \, d\Theta \int N(r,\Theta,E) E dE.$$

由 5—10 到 90° 的強度角分布精确度为 7—10%，带有指数性質.

在文献[11]中曾經測量过 Co^{60} 源在水中的剂量积分角分布：

$$I^\alpha_\Theta = 2\pi \int_\alpha^\pi \sin\Theta \, d\Theta \int N(r,\Theta,E) \sigma(E) E dE,$$

其中 $\sigma(E)$ 为 γ 射綫在空气中的吸收系数．I^α_Θ 与角 α 成指数关系．冪指数与表中所載数据很符合.

. 散射 γ 輻射強度的能譜

$$I_0 = 2\pi \int \sin\Theta \, N(r,\Theta,E) E d\Theta$$

示于图 6．量 I_0 是由測量到的分布 $N(r,\Theta,E)$ 按图解积分法（графическое интегрирование）

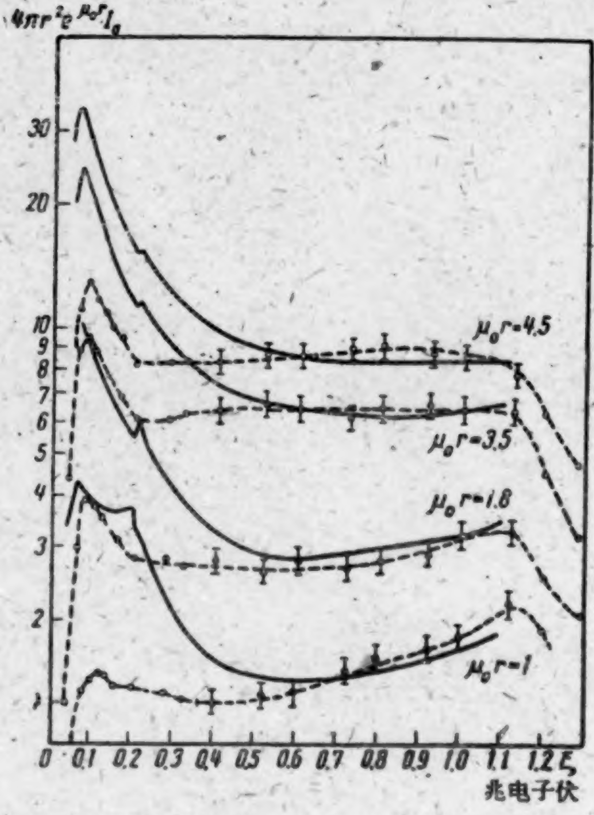


图 6 Co^{60} 源射綫在水中的强度按能量分布
实驗值（○-○-○）在 $E=0.6$ 兆电子伏及 $\mu_0 r=4.5$ 时归一化为計算值（实綫）.

求出的．为了便于比較，用实綫画出了文献[1]的計算数据．

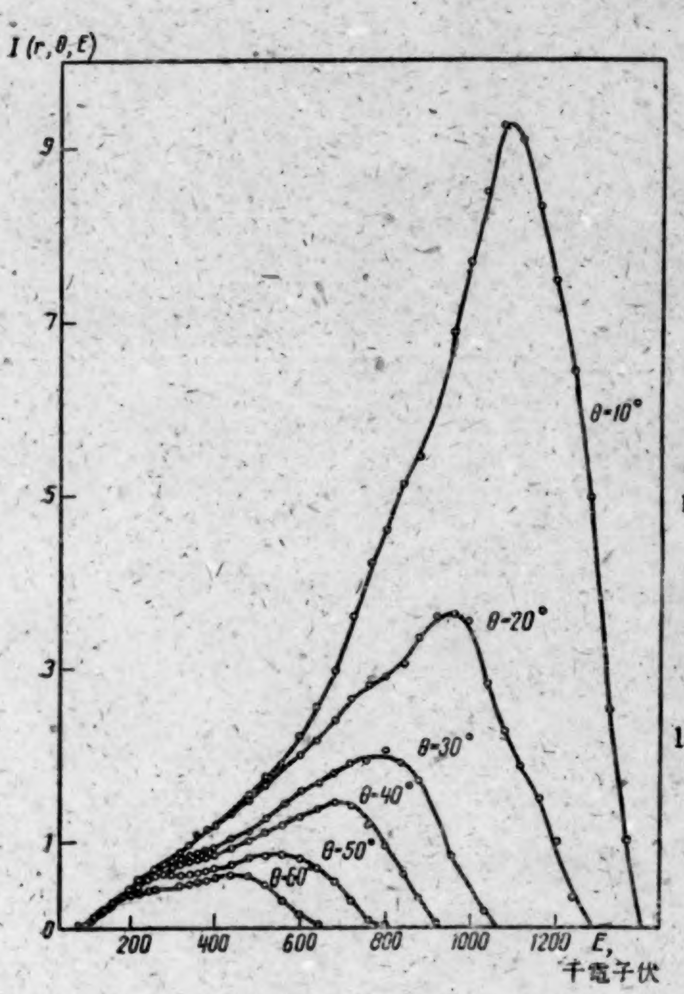


图 7 Co^{60} 源射綫在鉄中的强度角分布 ($\mu_0 r = 5.9$)

图 7 为在鉄中散射的 γ 輻射的強度角分布．将本文所得到的在鉄和水中的強度的能量角分布与文献 [4] 在混凝土中測量結果作比較表明，在低能区域（100—400 千电子伏）混凝土中散射輻射的貢献为水的一倍半至二倍，而比鉄則大更多．分歧超出了測量的誤差范围，或許这可以解释为：文献 [4] 的作者在处理測量結果时沒有考虑到康普頓譜仪的譜綫形状．

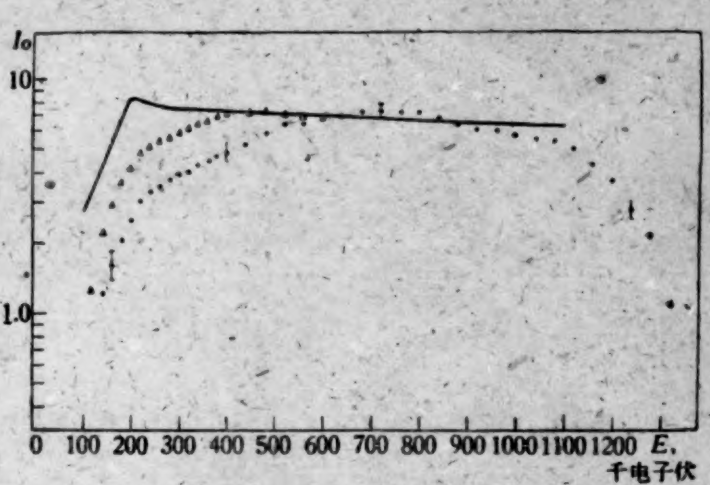


图 8 Co^{60} 源輻射在鉄中的强度能量分布

当 $E = 0.8$ 兆电子伏时，实驗数据（点）归一化为計算值．图中三角形为考虑了散射輻射后，外推出的从 60 到 90° 的能量分布．

图 8 为由測量結果作图解积分后得到的在鉄中的強度能譜 I_0．实綫表示文献 [1] 中計算出的能譜．

強度的角分布 I_Θ 示于图 9．

測量結果的討論

散射 γ 輻射強度的能量角分布多多少少总有着一个明显的极大値，这个极大値靠近相应角度为 Θ 的一次散射能量附近．图 10 为不同材料当 Θ 等于 10 及 40° 时的能量分布（Co^{60} 的初級 γ 輻射源）．类似的极大値也出現在初級 γ 輻射的能量为～0.5 兆电子伏处[6,8]．

文献[7]指出，当初級 γ 輻射能量～3 兆电子伏时（平面的单向源）能量角分布具有一个极大値，与按照一次散射近似計算的能量分布极大値位置相重合．由此可見，角分布中的极大値位置在角度为 Θ 的一次散射能量附近这个事实是能量分布的非常普遍的特征，这个事实証实了小角度散射的很大作用，以及可以用于各种不同的近似計算中．

强度的角分布 对于初級 γ 輻射能量为 1 兆电子伏的情况，在 5—90° 区間內，精确度在測量誤差范围之內可以类似地用下式表示：

$$I_\Theta = Ke^{-\Theta/\Theta_0}, \tag{4}$$

其中 Θ_0 是強度角分布的指数系数；K 是比例系数．

如果認为表式（4）在角Θ由0到90°的情况下是正确的，那么，比例系数K可写成

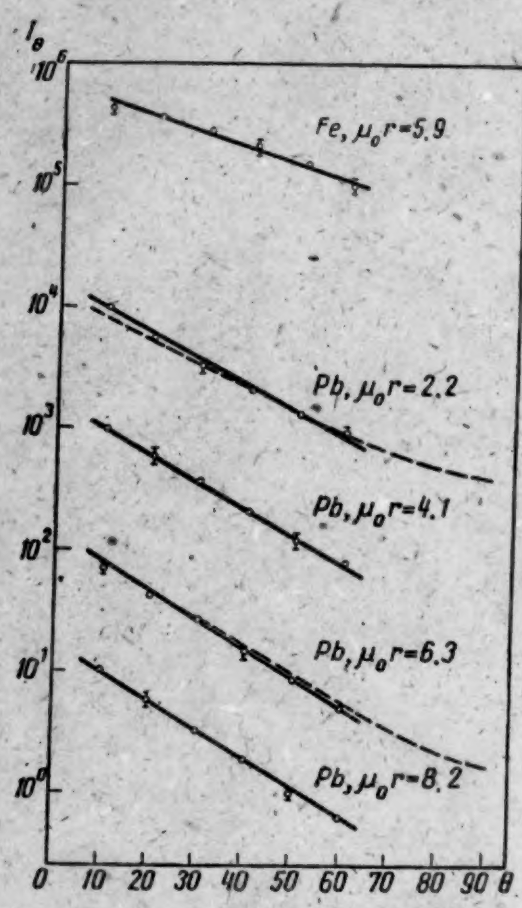


图 9　Co^{60} 源輻射在鉄和鉛中的強度角分布

虛綫表示按一次散射近似計算出的分布，在$\Theta=10°$时归一化为实驗数值.

$$K=\frac{I_0^0(B_{\frac{1}{2}}-1)}{\Theta_0(1-e^{-\pi/2\Theta_0})},\tag{5}$$

其中I_0^0是初級γ輻射在r点的強度；$B_{\frac{1}{2}}$是半无限几何条件下r点的能量积累因子.

即使对小角度（$\Theta<5°$）时式（4）所表示的強度角分布并未經过实驗检驗，然而在确定量I_Θ时誤差也不会超过5—10%，因为在Θ为0—5°范围內，輻射仅貢献很小一部分.

对于各种不同的材料和射程，当Co^{60}用作初級γ輻射源时，实驗求得的Θ_0值示于表內.

对各种不同的材料及射程的Θ_0实驗値

鉛[1]		鉄		水	
$\mu_0 r$	Θ_0	$\mu_0 r$	Θ_0	$\mu_0 r$	Θ_0
2.2	21 ± 0.7	5.9	33 ± 2	1.0	36 ± 1
4.1	19.5 ± 0.3	—	—	1.8	38 ± 2
6.3	18.7 ± 0.3	—	—	3.5	42 ± 1
8.2	18.5 ± 0.3	—	—	4.5	38 ± 1

角分布的指数系数随介质的Z的增加而綫性地減小. 对$\mu_0 r\simeq 5$ $\Theta_0\cong 39-Z/4$.

为了便于比較，曾計算过对于鉛仅仅考慮一次散射（$\mu_0 r=2.2$与$\mu_0 r=6.3$）的初級γ輻射源能量为1.25兆电子伏时強度的角分布. 計算出的曲綫示于图9，其形状与实驗数据[1]符合得很好. 对于水，类似的計算結果与实驗数据却相差很远（見图5）.

如果假定当角度$\Theta>\pi/2$时強度角分布遵从指数性質，那么可以估計一下对于无限与半无限几何条件下的能量积累因子之比. 将（4）式对Θ从0至90°积分后，我們便得到：

$$\frac{(B_{\frac{1}{2}}-1)}{(B_\infty-1)}=\frac{(1-e^{-\pi/2\Theta_0})}{(1-e^{-\pi/\Theta_0})}.\tag{6}$$

按照（6）計算出的比可以与对于平面的单方向源所作的类似的計算[12][2]进行比較. 对于鉛，在1.5%范围內符合，对于鉄，符合范围为5%，对于水，直到20%限度內还看出分歧. 看起来，只在$Z>20$的情况下，假定（4）式对于$\Theta>90°$是正确的才有意义.

当初級γ輻射的能量为1兆电子伏（Au^{198}源在鉄中[6]）时，強度的角分布对角度Θ的依賴关系变得不大了. 在这种情况下，当$\Theta>20°$时，$I_\Theta\simeq e^{-\Theta/50°}$. 因而可以期望由于随着初級$\gamma$輻射能量的增长康普頓散射的各向异性增加，$\Theta_0$将会減小. 然而根据文献[7]的資料建立起来的$I_\Theta(\Theta)$关系（能量为10兆电子伏的电子韧致輻射的平面单向源，鉛壁厚152.4毫米），对$\Theta>20°$应該正比于$e^{-\Theta/18°}$，即与Co^{60}源在鉛中的曲綫行徑相符合.

1）数据采自文献[6].
2）将各种不同几何条件下的积累因子比进行比較是可以的，因为对于无限几何条件下的各向同性点源与平面单向源在$\mu_0 r$值不大时差别不大[1].

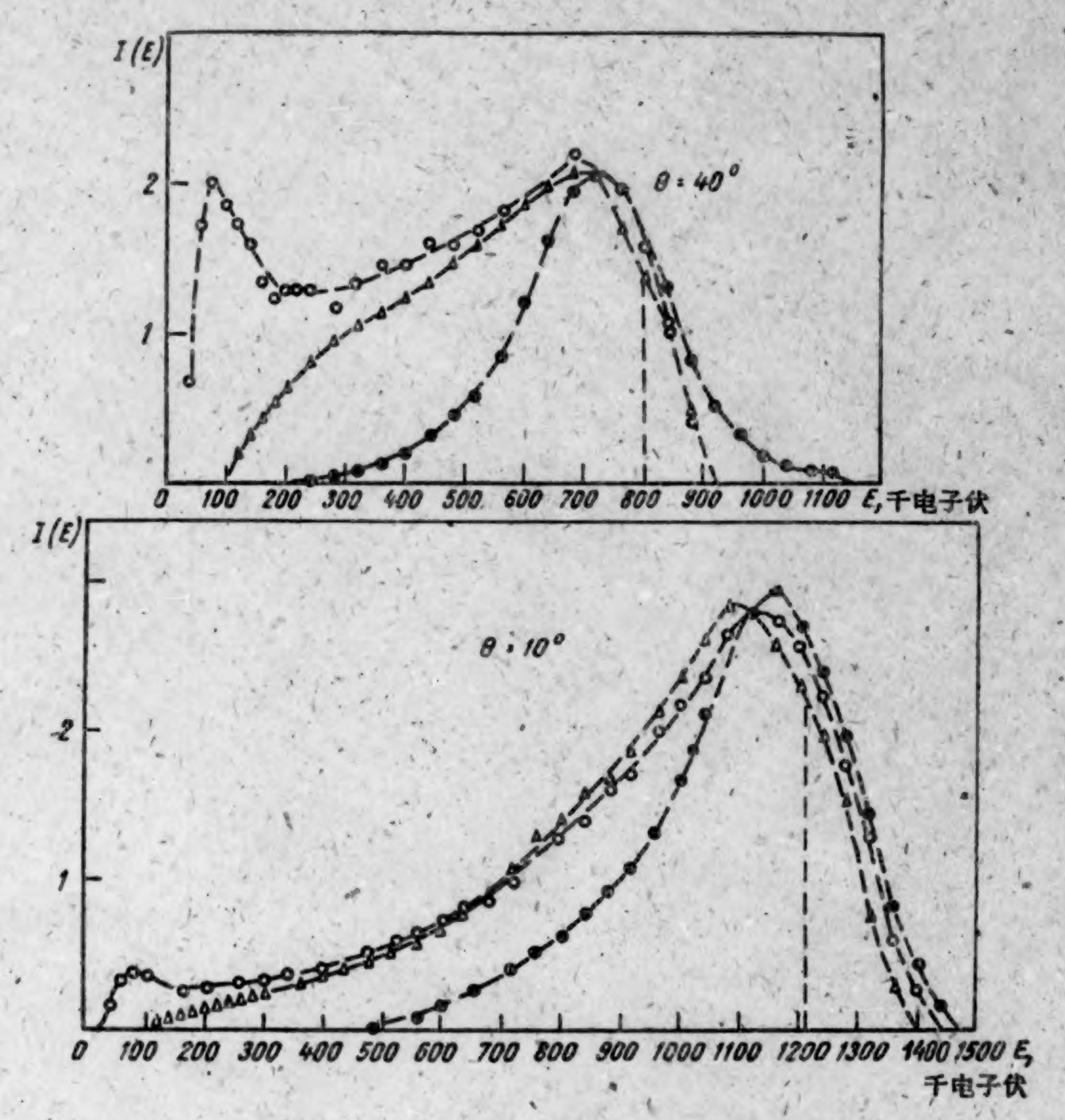


图 10　当角 Θ 等于 10 与 40° 时，Co^{60} 源的輻射在水（○-○-○），鉄（△-△-△）及鉛（●-●-●）中强度的能量分布

分布当 $E = 1.14$ 兆电子伏 ($\Theta = 10°$) 及 $E = 0.72$ 兆电子伏 ($\Theta = 40°$) 时归一化．垂直虛綫表示角度为 10 及 40° 时的一次散射 γ 輻射的能量．

散射輻射强度的能譜　曾經把按照能量角分布測量結果作出的强度能譜 I_0（測量条件为半无限几何条件）与用无限伸张介質矩的方法計算出的結果[1] 作过比較(見图 6 与图 8 及文献[5,6])． 对于 Co^{60} 初級 γ 輻射源，大体上在 5—10% 限度內对于高于 0.4—0.5 兆电子伏的能量計算与实驗相符合．低于 0.4 兆电子伏，实驗数据照例低于計算値，这只有用理論計算与实驗的几何条件不同来解释．

对于較高能量的初級 γ 輻射源，比較它們实驗得到的和理論計算得到的能譜是很有意义的．文献[7]中将散射的韌致 γ 輻射能譜与文献[1]的計算結果作了比較． 分歧～25%，作者用不同的几何条件，和計算中未考虑次級电子的韌致輻射来解释这个分歧．应該指出，实际上分歧还要大得多，因为文献[7]的作者曾經将从各个方向与固定单位面积(流)相交的散射 γ 能譜与文献[1]給出的从各个方向与单位半径球面相交的散射 γ 輻射譜进行了比較．

作者愿意乘此机会向鵬达連科 (И. И. Бондаренко)，庫赫杰維奇 (В. И. Кухтевич)，泽宾 (С. Г. Цыпин) 表示深深的感謝，感謝他們对于本工作的討論． 作者还要感謝沃洛辛 (А. Н. Волошин) 和波波夫 (В. И. Попов) 对于实驗工作所給的帮助．

参 考 文 献

[1] H. Goldstein, J. Wilkins: Calculation of the Penetration of Gamma Rays. New York, NYO-3075 (1956).
[2] L. Spenser, F. Stinson: *Phys. Rev.*, **85**, 662 (1952).
[3] M. Berger: *J. Appl. Phys.*, **26**, 1504 (1955).
[4] G. Whyte: *Canad. J. Phys.*, **33**, 96 (1955).
[5] Ю. А. Казанский, С. П. Белов: Физика и теплотехника реакторов. Приложение № 1 к журналу «Атомная энергия». М., Атомиздат, 1958, стр. 123.
[6] Ю. А. Казанский, С. П. Белов, Е. С. Матусевич: *Атомная энергия*, **5**, вып. 2, 457 (1958).
[7] J. Hubbell, E. Hayward, W. Titus: *Phys. Rev.*, **108**, 1361 (1957).
[8] W. Dixon: *Canad. J. Phys.*, **36**, 419 (1958).
[9] Ю. А. Казанский: *Приборы и техника эксперимента*, № 4, 32 (1959).
[10] M. Weiss, M. Bernstein: *Phys. Rev.*, **92**, 1264 (1953).
[11] В. И. Кухтевич, С. Г. Цыпин, Б. П. Шеметенко: *Атомная энергия*, **5**, вып. 6, 638 (1958).
[12] M. Berger, J. Doggett: *J. Res. Nat. Bur. Standards*, **56**, 89 (1956).

作为輻射化学設备模拟和进行研究用的具有放射性强度为60000克当量鐳 Co^{60} γ 射綫源的通用装置（"K—60000"）

伯萊盖尔（А. Х. Брегер），奥西波夫（В. Б. Осипов），
高里津（В. А. Гольдин）.

本文敘述了輻射化学研究用的具有放射性强度約为 60000 克当量鐳的 Co^{60} γ 射綫源的通用装置。装置的构造可以模拟具有各种不同外形和大小的强的同位素 γ 射綫源的輻射化学装置：圓柱形輻照器，双平板形、"热交換器"形和一个或几个柱形的輻照器。剂量率（不考虑防护容器中的減弱）从体积为 36 升时的～250 伦/秒改变至体积为 0.1 升时的～3000 伦/秒。这种装置是专門在指定条件下实际上是在任意的物理化学参数时进行輻射化学研究之用。同时保証可以进行遙控，和既能观察实驗条件，又能观察輻照时所研究体系发生的过程。

与輻射化学研究的发展[1,2]和在最近时期內行将到来的从实驗室工作过渡到实現扩大規模的过程有关的問題，就是有必要設計一种新的装置，这种装置除了能够适合于一般要求之外（向同位素装置所提出的要求）[3]，还要能适合一系列新的要求。

一方面，对装置提出的要求是必須在大剂量率下（数量級为 10^2—10^3 伦/秒）照射大体积的物质（几公升，几十公升），而且剂量場要有足够的均匀性1)。另一方面，必要进行流动的或者是循环的体系中輻照过程的研究。后一种情况下在大体积內的剂量場不必要均匀分布，而重要的是建立較大的剂量率。除此以外，随着輻射化学研究的发展，进行实驗的物理化学条件复杂化了。最后，为了从实驗室的实驗过渡到实現工业过程，必須要能够实驗地模拟具有各种不同形状和大小的強的輻射化学設备。显然，只有借助于这样的試驗，人們才能拟訂出可靠的有科学根据的半工业的和工业装置的計算方法。这里有被輻照体系所吸收的剂量場能量2)的計算[4-6]，輻照器和整个装置的热效率[7,8]，輻照器最佳形状和大小的选择，热的状况等等。

在研究"K-60000"装置时3)，除了前面所定出的一般要求[3,9]和要实現文献[10,11]中所敘述的装置的要求以外，也曾考虑到前面所列举的要求。

应該指出，在一系列"K"装置建立以后所发表的一系列文献中，作者們在研究用于輻射化学研究的装置时是从和我們相类似和相接近的想法和要求出发的，特别是关于这些企图分析已知的文献資料来研究新的装置的作者的工作，它不仅仅是适用于这些条件的个别的設計問題，而是具有普遍意义的科学方法問題[12,13]。

根据上述的想法，曾經研究和制作了"K-60000"装置。

"K-60000"的主要参数和装置的結构 "K-60000"装置专供下面一些用途：

1. 用来模拟具有各种不同外形的強的 γ 射綫源的輻射化学設备，亦即：

---

1) 后者主要是在对固相客体照射时才有意义。

2) 伯萊盖尔，伐依恩斯欽（Б. И. Вайнштейн），庫在依（Л. С. Гузей），謝尔庫斯（Н. П. Сыркус），梁浦兴（Ю. С. Рябухин）曾經进行了輻照体系中被吸收能量的計算。

3) 1957 年 7 月已經开始研究。

а）高 32 厘米，内直径 2—38 厘米的空心圆柱形輻照器；在这种情况下保証平均剂量率[1]从～3000 伦/秒（体积为 0.1 升时）至～250 伦/秒（体积为 36 升）；

б）高 32 厘米，长 32 厘米以下的双平板形輻照器，板間距离为 5 厘米（体积为 4 升，平均剂量率[1]为～1300 伦/秒）至 25 厘米（体积接近 26 升，平均剂量率[1]为～450 伦/秒）；

в）在被輻照的介質中具有各种不同的源的分布方案的"热交换器"形輻照器；

г）一个或几个柱形的輻照器.

輻照器的放射性強度可以从 3000 改变至 60000 克当量鐳（在其他条件相同时）.

2. 在各种不同的設备中，采用第一点中所談到的輻照器来进行輻射化学过程，而实际上可以在任何的物理化学条件下进行.

"K-60000" 装置放置在二层的专門的設备間內. 曲室（图 1）和工作热室（图 2）在下层，在其中进行照射，工作热室和曲室与邻近的房間用混凝土的楼板和墙隔开（混凝土的比重为 2.3 吨/立方米）. 使得当 γ 輻射源的盒处于工作位置时，能保証人員的防护.

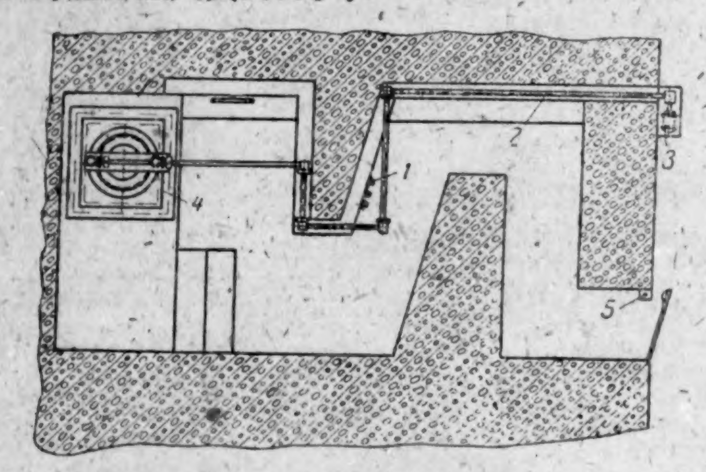


图 1 "K-60000" 装置的水平剖面

1—剂量装置发送器 УСИД-1； 2—传动軸； 3—电动装置； 4—工作台； 5—螺管綫圈开閉器.

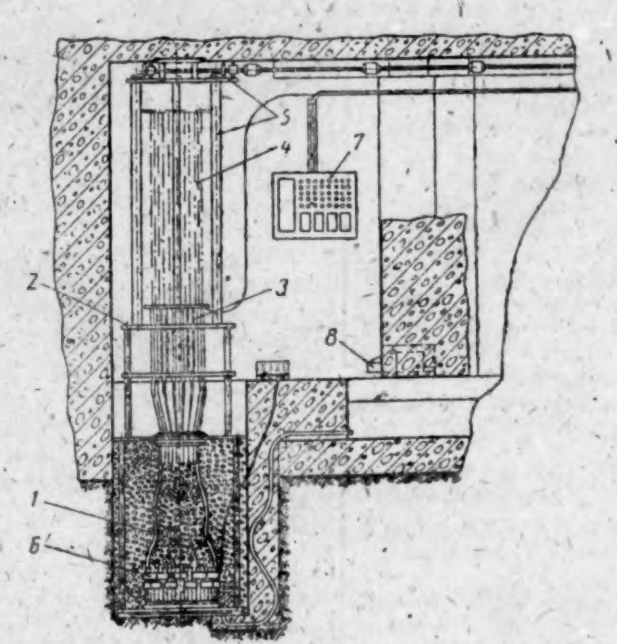


图 2 "K-60000" 装置的垂直剖面

1—貯藏室； 2—工作台； 3—輻照器管； 4—用来提升 Co^{60} 盒的繩索； 5—源的調动机构； 6—感应发送器； 7—与操縱台的物理化学仪器相連接的电訊联絡閘門； 8—电視装置传送室.

在工作热室中置有装置的下列主要部件：

1. 由 20 个鏈 4 节的盒所組成的 γ 射綫源（图 3），在每一个盒中有 4 个标准 Co^{60} 源制剂，每个的放射性強度为 700—750 克当量鐳（在外壳中的制剂长度为 81 毫米，直径为 11 毫米）.



图 3 装有 Co^{60} γ 射綫源和电磁鉄的盒

2. 由 20 个单独的特殊弯曲孔道管所組成的 γ 射綫源貯藏室，这些孔道中間用直径为 2—3 毫米的鑄鉄碎粒充填（視比重为 4.5 克/毫升）[2]. 在物体輻照中間間歇时，装有 Co^{60} 制剂的盒保存在貯藏室下部的孔道中. 鑄鉄碎粒层的高度是 1.6 米，弯曲形孔道減弱 γ 射綫至允許标准以下.

3. 由 20 个单独管子所組成的装置的輻照器，这些管子用柔性的金属軟管与相应的貯藏室孔道相連接[3].

1) 剂量率的計算沒有考虑到在盒，輻照器管子等材料中射綫的減弱. 关于剂量場的計算和他們的实驗研究的詳細数据，将在以后发表.

2) "K-60000" 装置的制备沒有采用鉛.

3) 貯藏室孔道，盒，輻照器管都是由型号为 X18H 9T 的不銹鋼制成.

4. 装置的工作台,用它来放置照射物体和在一定的实驗下固定某种构型的輻照器管道(图 2 和图 4).

5. 在末端带加固电磁鉄的繩索,用它来把需要数目的盒(从 1 至 20)提升到装置的輻照器中去.

6. 带有传动装置和电传动装置的源的移动机构.

除了上述部分以外,在工作热室中还有气体和液体的出口,用来連接装置在操纵台的二次仪表的导綫的閘門和用来观察实驗的物理化学条件:温度,pH,压力,电阻,剂量率等的遙控和調节. 为了观看在工作热室中的照射物体而装有电视装置. 装置的操纵台装有指示每一个射綫源的位置的灯光信号装置.

装置的工作原理 在照射开始以前,所有带 Co^{60} 制剂的盒都在孔道的下部. 此时装在貯藏室孔道中的感应发送器发出信号. 感应发送器是双繞阻的綫圈[1]. 綫圈被供以交流电. 当有蕊存在时(在这个系統中蕊就是 Co^{60} 制剂),每一个綫圈的次級繞阻被感应. 产生的感应电流消耗在作用于信号装置的电路和曲室的联鎖装置的継电器中. 这样,只有当所有带 Co^{60} 制剂的盒都在孔道下部时,人們才能进入曲室和工作热室[2].

为了准备使装置进行輻射化学实驗,利用由板所組成的操纵器来安装和固定輻照器的管子和与所选择的輻照器外形有关的带有电磁鉄的繩索[3]. 将照射物体放入防护容器以后,經过中心管可以引入联綫[4]. 这样,装置准备进入工作状态以后,位于工作热室中的操纵的接通联鎖装置,由于鉄心螺管綫圈作用的結果,把門关閉[5]. 这种情况延长 20 秒鉀,这个时間对于走出热室和把門关閉来講是足够的. 接通电磁鉄的供电綫路来提升需要数目的 Co^{60} 制剂盒,这些都是通过操纵台的开关来实現的.

在接通供电綫路以后[6],通过系塞将盒移近电磁鉄,并利用移动机构把盒提升至工作位置. 在輻照器管中,每一个盒的提升都由信号灯发出通知.

在实驗結束以后,以相反的程序进行全部操作. 然后为了下一次研究,可以从热室中取出照射物体和准备下一次实驗的仪器.



图 4 带有双平板形輻照器的"*K*-60000"装置的工作台

"*K*-60000"强 γ-射綫源装置的装配方法 由 80 个标准 Co^{60} 制剂所組成的 γ 射綫源的装配是借助于特殊的运輸容器来进行的. 这种容器与我們最早所設計的[8]相类似, 在文献 [10,

---

1) 綫圈的繞阻是由对 γ 射綫作用稳定的型号为 ПЭТКСО-0.35 的导綫所繞成. 导綫塗有有机硅漆.

2) 除开利用感应发送器的联鎖装置以外,在入口門的联鎖装置的电路中还有剂量仪 УСИД-1 在工作,在門打开时,电磁鉄的鍵自动地切断电流. 此时,在輻照器中带有 Co^{60} 的盒立刻沿着孔道落入貯藏室,这样在装置工作时,有了附加的联鎖装置.

3) 从一种輻照器方案轉变到另一种方案可以在安全条件下經操作 30 分鉀来实現.

4) 在任意輻照器方案时,照射物体可以放在工作台的边上,占据半个热室.

5) 当螺管綫圈开閉器的蕊放下时,只有当时間継电器接通时,通向曲室的門才会关閉. 时間継电器的按紐是在装置的热室中,这是为了消除在源提升时人在热室中的可能性.

6) 电磁鉄的供电是由一般的緩冲綫路来实現. 緩冲綫路是由带有整流器 BCA-6 和容量为 384×2 安培/小时的蓄电池所組成.

11] 中描述了它的制作方法. 容器放在装置的工作热室上面的板上,从板的中央通过混凝土的天花板引入預先在工作热室中与一个貯藏室孔道相連接的輸送管. 在貯藏孔道中已放好一个空的盒子, 順着輸送管向每个盒子連續放入 4 个 Co^{60} 制剂, 然后利用电磁赶錐擰入系塞. 在擰紧(或擰下)塞子时,可以把每一个盒不动地固定在貯藏室孔道下部的六面槽中.

作者趁此机会向伐依恩斯欽,欽伯洛夫斯基 (М. А. Дембровский), 謝尔庫斯表示感謝,感謝他們参加装置結构的个别問題的討論. 并向頓伯洛夫斯基 (А. И. Домбровский), 卡薩特金 (В. М. Касаткин), 拉托夫 (А. В. Ратов), 雅辛斯基 (Д. В. Ясинский), 格洛莫夫 (И. А. Громов), 伊万諾夫 (В. Г. Иванов), 杰米杰夫 (М. Н. Демичев), 謝莱勃梁柯娃 (В. В. Серебрякова), 特洛依諾夫 (Н. В. Тройнов) 等表示感謝,感謝他們参加装置的制作和安装.

参 考 文 献

[1] С. С. Медведев: Тр. Всесоюзной научнотехнической конференции по применению радиоактивных и стабильных изотопов и излучений в народном хозяйстве и науке (4—12 апреля 1957 г.). Изотопы и излучения в химии. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 85.
[2] А. И. Топчиев, И. Г. Аладьев, П. С., Савицкий; *Атомная энергия*, **5**, вып. 3, 321 (1958).
[3] А. Х. Брегер: *Проблемы физ. хим.*, вып. 1, 61 (1958).
[4] Ю. С. Рябухин, А. Х. Брегер: Моделирование изотопных источников излучений возможных промышленных радиационно-химических установок. Тр. 1-го Всесоюзного совещания по радиационной химии. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 318.
[5] А. Х. Брегер и др.: *Проблемы физ. хим.*, вып. 2, 132 (1959).
[6] А. В. Бибергаль, М. М. Коротков, Т. Г. Ратнер: *Атомная энергия*, **7**, вып. 3, 244 (1959).
[7] Б. И. Вайнштейн, А. Х. Брегер, Н. П., Сыркус: *Ж. хим. пром-ти*, № 7, 6 (1959).
[8] Н. П. Сыркус, А. Х. Брегер, Б. И. Вайнштейн: *Ж. хим. пром-ти*, № 8, 1 (1959).
[9] А. Х. Брегер и др.: Сб. «Действие ионизирующих излучений на неорганические и органические системы». Под ред. С. Я. Пшежецкого. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 379.
[10] А. Х. Брегер и др.: Тр. Всесоюзной научной-технической конференции по применению радиоактивных и стабильных изотопов и излучений в народном хозяйстве и науке (4—12 апреля 1957 г.). Получение изотопов. Мощные γ-установки. Радиометрия и дозиметрия. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 182.
[11] А. Х. Брегер и др.: Доклад № 29 на Международной конференции ЮНЕСКО по использованию радиоизотопов в научных исследованиях (Париж, сентябрь 1957).
[12] К. Мюррей, Р. Робертс, Р. Дав.: Доклад № 19 на Международной конференции ЮНЕСКО по использованию радиоизотопов в научных исследованиях (Париж, сентябрь 1957).
[13] O. Joklik: *Atompraxis*, **10**, H. 10, 355 (1958).

簡　報

第一个原子能发电站上用过的释热元件的研究[1)]

斯米尔諾夫-阿維林 (А. П. Смирнов-Аверин)　卡尔科夫 (В. И. Галков)
謝瓦斯季亞諾夫 (Ю. Г. Севастьянов)　克洛特 (Н. Н. Крот)
伊万諾夫 (В. И. Иванов)　謝依閑尔 (И. Г. Шейнкер)
斯達賓諾娃 (Л. А. Стабенова)　基尔揚諾夫 (Б. С. Кирьянов)
科茲洛夫 (А. Г. Козлов)

为了設計新型的原子核动力反应堆和制造新型結构的工作元件，就有必要研究释热元件在工作过程中所发生的变化．全面地研究那些用过的释热元件，就可以建造核燃料有效利用率最高的动力用反应堆．研究在反应堆中工作后的核燃料中的同位素組份，以及，按沿着在該释热元件的高度方向上燃耗度的变化，注意观察释热元件的外壳和內壳的情况，以上所述是研究用过的释热元件的一个阶段．

我們所研究的第一个原子能发电站[1]的释热元件，是已經使用了 104 个有效昼夜[2)]，并且在結束使用之后持續地儲藏了 1160 天．再将該释热元件从第一个原子能发电站的儲藏室送至"热"实驗室的卸料室，并借助于卸料用的远距离操纵机构放入有防护的小室內．

使用特殊的双筒望远鏡通过小室的鉛玻璃来观察释热元件．此时，在外壳上发現有薄的氧化膜，但外壳上未发現有損伤．在沿释热元件的高度方向上，用远距离操纵的測微計在各个区域測量其外径，結果証实該外壳是有形变发生的．經受輻照的作用下，在沿释热元件的长度方向上，其外径尺寸的平均值由 14.11±0.02 毫米增加至 14.20±0.02 毫米．

在沿着释热元件的长度方向上，从不同的位置切取长为 1 厘米的六个試样，来継續研究．

在检查內壳时，曾发現其与載热剂(水)相接触的面上有着棕色的薄层．借用 МИМ-6 金相显微鏡来观察，証明該薄层的厚度只是1微米．处于金属——薄膜层边界上的金属組織并沒有被破坏，根据这种情况，可以認为这一层是水垢，而不是不銹鋼的腐蝕产物．

根据从試样中分离出的 Cs^{137}(銫^{137}) 的放射性来測定其燃耗度．对于这种目的說来，銫是最好的裂变碎片，因为它具有良好的、已知量的产量，并具有較长的半衰期，所以就可以在計算燃耗度时只进行极小的修正．我們是用色层分离法来分离出銫，用閃爍 γ-譜仪来检查分离出来的銫的化学純度，同时，这还用 β 譜吸收法来測量．銫^{137} 的 β 放射性的絕对值是用 4π 計数器来測量．

在計算燃耗度时，要考虑到从鈈^{239} (Pu^{239}) 中分裂出来的銫^{137} 的放射性，以及借中子的輻射俘获而減少的鈾^{235} 的原子核．关于在释热元件上不同位置的燃耗度的数据示于图 1．其平均的燃耗度为 12.5%．

曾取距底端部距离为 95 厘米处的試样用质譜仪的方法来进行測定，在該試样中含鈾量約为 4.32%，即相当于燃耗 16.1%．該数值是很好地与按照銫^{137} 的产量而測定的数值相符合．

1) 第一次报导．
2) 将継續研究燃耗率較深的元件．

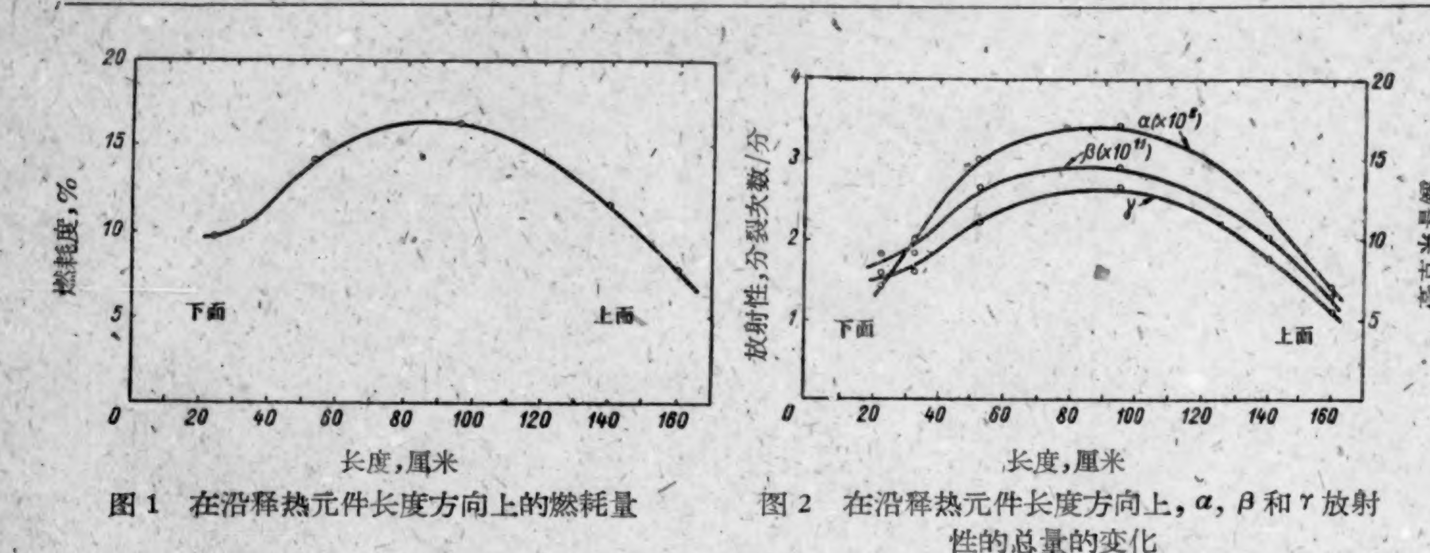


图 1 在沿释热元件长度方向上的燃耗量

图 2 在沿释热元件长度方向上，α, β 和 γ 放射性的总量的变化

我們用标准的 ДА-49 装置来测量 α 放射性的总量，而用 4π 計数器来测量 β 放射性的总量．并用按鐳当量的 γ 放射性作标准的游离室来测量 γ 輻射的放射性．这些测量的結果示于图 2．不出所料，β 放射性的总量、γ 放射性的总量的这一系列曲綫，与和它相对比的燃耗曲綫的軌迹相似．

按 α 射綫譜及自发的裂变数来测定超鈾元素的同位素的含量．光譜是用游离式的 α 譜仪来攝影的．該譜仪是由具有很小的集电电极的游离室（其电极的球体直径为 1.5 厘米），放大器，甄别器，次級放大器，稳压整流器，以及 50 道脉冲分析器所組成．α 譜仪的分辨能力是 2%．

从試样的总的 α 射綫譜上是决不能直接地获得关于超鈾元素同位素含量的数据．这是由于鈈^{239} 与鈈^{240}，以及鈈^{238} 与鋂^{241} 的譜峯值彼此間重迭的緣故．

在测量了从試样中分离出来的鈈的 α 射綫譜之后，曾成功地分别测定了鈈^{238} 和鋂^{241} 的含量；鈈^{240} 的含量，是根据从分离出来的鈈而制备的薄层中自发裂变的次数来测定的．

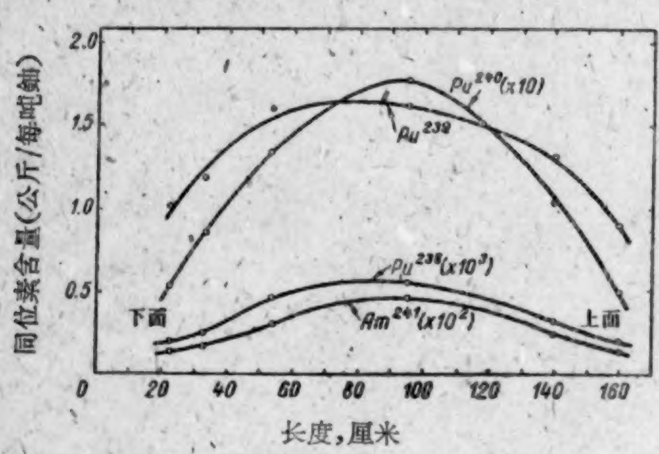


图 3 在沿释热元件长度方向上超鈾元素的同位素含量的分布曲綫

关于在释热元件不同位置上的超鈾元素含量（单位是：每吨鈾中所含有的公斤数量）的数据示于图 3．

根据已知悉的鋂^{241} 的数据，用計算的方法来测定鈈^{241}的含量．

根据实驗数据，已經沿着释热元件的长度方向测定了各种同位素的平均重量（其单位是：每吨鈾中所含有的公斤数）．該释热元件中同位素成份的計算和测量的結果，示于表內．比較这些結果，証明計算的数据与实驗的数据符合得相当良好．

数据的来源	鈈^{238}	鈈^{239}	鈈^{240}	鈈^{241}	鋂^{241}
实驗测得的数据	$2.54\cdot10^{-4}$	1.20	0.102	$1.27\cdot10^{-2}$	$1.86\cdot10^{-3}$
計算求得的数据	—	1.17	0.100	$1.36\cdot10^{-2}$	

著者感謝庫卡瓦兹（Г. М. Кукавадзе）和伊万諾娃（Р. Н. Иванова），他們进行了輻照后鈾的质譜仪分析工作；并感谢舍拉保娃（В. Н. Шарапова）曾为释热元件同位素的成份进行过計算．

参 考 文 献

[1] Д. И. Блохинцев, Н. А. Доллежаль, А. К. Красин: *Атомная энергия*, № 1, 10 (1956).
[2] S. Katcoff: *Nucleonics*, 16, No. 4, 78 (1958).

論提高气体載热剂动力反应堆經济性的問題

馬尔古洛娃（Т. Х. Маргулова）　斯捷尔曼（Л. С. Стерман）

提高气体載热剂反应堆出口的温度 $t_{T,1}$，常常可使反应堆的效率提高．可是最高温度的选择取决于释热元件包壳材料．如果材料价格很貴，而循环效率的提高不足以补償，那么采用較低的載热剂温度可能更合适．

必須对电站的热力系統图詳細分析后，才能确定反应堆进口的气体温度 $t_{T,2}$．一般說来，当反应堆进出口的气体温差值相当大时（約 150—200°C 或更大一些），电站才具有最好的技术經济指标．当把单压循环工作的电站系統图换成为双压循环时，系統图的复杂化及电站造价的高涨，完全可由提高效率所得的利益而得到补償．采用三压循环工作則未必合适，因为在这种情况下，与采用双压循环相比較，其效率上升不大，而电站的系統图却复杂得多了．

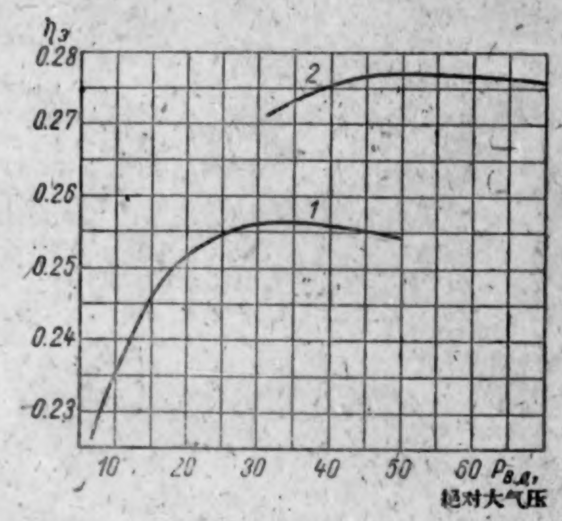
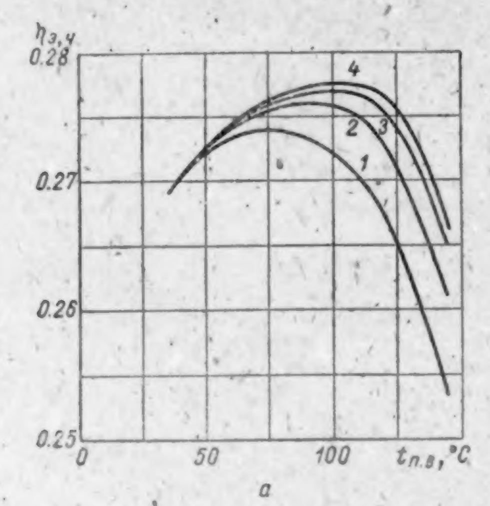


图 1　当温度 $t_{T,2}$(°C)：1—140；2—200 时，$\eta_э$ 与蒸汽压力 $p_{в.д}$ 間的变化关系

图 1 中列出了双压循环工作的电站的效率（$\eta_э$）与其高压迴路蒸气压力 $P_{в.д.}$ 間的关系曲綫．曲綫是对于供水不进行再生預热、反应堆出口的气体温度为 375°C 的情况而作的．能保証最佳效率的 $P_{в.д.}$ 值与每一个 $t_{T,2}$ 值相符．这些曲綫的始点相当于单压循环工作时的 $\eta_э$ 值．

在气体載热剂的反应堆内，当 $t_{T,1}$ 及 $t_{T,2}$ 不变和 $P_{в.д.}$ 为选定值时，随着补水温度 $t_{п.в.}$ 的提高，則低压迴路内蒸气压下降，而低压蒸气量（对于同一数量的高压蒸气而言）增加．这对电站的效率起不利影响．所以回热只有在一定的供水温度間隔内才产生有利影响．这



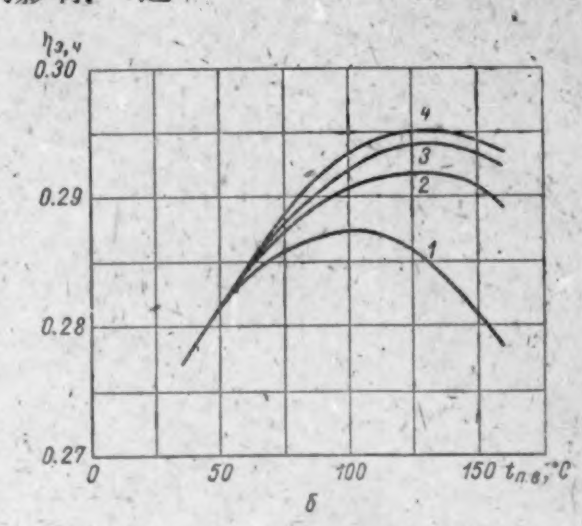


图 2　$\eta_{э,ч}$ 与补水温度 $t_{п,в}$ 及再生預热器数目（混合形預热器）的变化关系：
1 — Z = 1；2 — Z = 3；3 — Z = 5；4 — Z = 10；$t_{T,1}$ = 375°C；$t_{T,2}$ = 200°C．

个温度間隔与預热器的数目有关，而最有利的 $t_{п.в.}$ 比普通电站的要低.

图 2 列出，不同数目再生預热器在单压 (a) 及双压 (б) 循环等不同情况下，效率与补水温度間的关系曲綫.

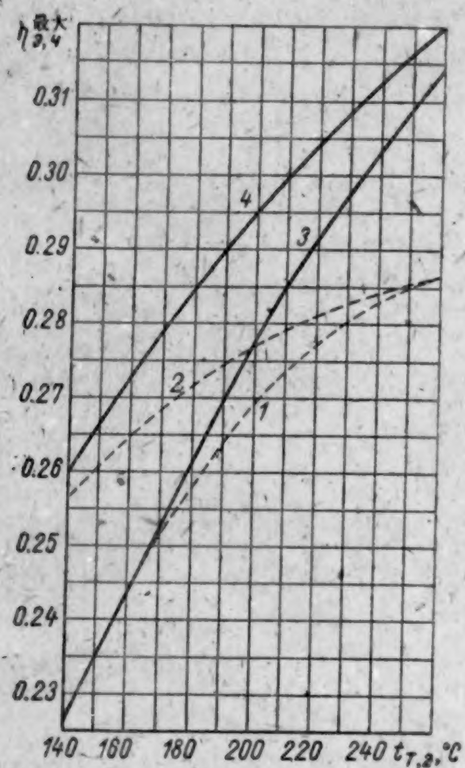


图 3 当 $t_{T,1}=375°C$ 不变时，极大值 $\eta_{э}^{极大}$ 及 $\eta_{э,ч}^{极大}$ 与载热剂温度 $t_{T,2}$ 間的变化关系

图 3 列出，对于单压 (曲綫 1 及 3) 及双压 (曲綫 2 及 4)、具有 ($\eta_{э,ч}^{最大}$, 实綫) 及不具有 ($\eta_{э}^{最大}$, 虚綫) 再生預热等情况下，效率极大值与載热剂温度 $t_{T,2}$ 間的关系曲綫. 可以看出，对于单压循环来說，只有当反应堆 $t_{T,2}$ 超过 ～170℃ 时，再生預热才产生有利影响. 对于双压循环而言，回热預热，在 $t_{T,2}$ 值較低的情况下，就可使效率提高. 显然，选择电站系統图时，必須估計，在給定数目預热器的条件下，因采用回热而得到的利益，比之于由此而来的补加投資支出大出多少.

随着 $t_{T,2}$ 的增加，效率和載热剂的循环能耗也增加. 考虑能耗而算得的效率，由下式决定：

$$\eta_{э}^{н}=\frac{N_{э}-KN_{э}}{Q_{p}}=\frac{N_{э}-KN_{э}}{Q_{пар}-K\eta_{пр}\,\eta_{мех,газ}N_{э}}, \qquad (1)$$

式中 Q_{p}——反应堆热功率；$N_{э}$——反应堆电功率；K——載热剂循环消耗功率占电功率 $N_{э}$ 的比数；$Q_{пар}$——蒸发器内交換的热量；$\eta_{мех,газ}$——鼓风机的机械效率；$\eta_{пр}$——鼓风机传动效率.

方程式(1)可以化为：

$$\eta_{э}^{н}=\frac{(1-K)\eta_{э}}{1-K\eta_{э}\,\eta_{пр}\,\eta_{мех,газ}}. \qquad (2)$$

对于单压 (a) 及双压 (б) 循环說来，在具有供水再生預热的情况下，考虑到載热剂循环能耗的效率 ($\eta_{э,ч}^{н}$) 的极大値列于图 4. 在迴路的流体动力学特性保持不变以及反应堆热功率为定値的条件下，$\eta_{э,ч}^{н}$ 与 $t_{T,2}$ 間的变化关系用虛綫表于图上. 在这些条件下，下列关系式成立：

$$\frac{K'}{K''}=\left(\frac{t_{T,1}-t''_{T,2}}{t_{T,1}-t'_{T,2}}\right)^{3}\left(\frac{\gamma_{2}}{\gamma_{1}}\right)^{2}\left(\frac{C_{p,2}}{C_{p,1}}\right)^{3}\frac{\eta''_{э,ч}}{\eta'_{э,ч}}, \qquad (3)$$

其中，K', γ_1, $C_{p,1}$, $\eta'_{э,ч}$——分别为 $t'_{T,2}$ 时載热剂循环消耗功率所占的比数，載热剂平均比重，載热剂平均比热及未考虑循环能耗的电效率；K'', γ_2, $C_{p,2}$, $\eta''_{э,ч}$ — $t''_{T,2}$ 时上述这些量的値.

假設在給定功况下，功率消耗比数 K' 为已知，就可以算出反应堆功率相同但 $t_{T,2}$ 值不同时的功率消耗比数 K''.

从图 4 可見，存在着 $t_{T,2}$ 的最佳値，它与考虑載热剂循环能耗而算出的效率的极大値相对应.

提高載热剂的反应堆进口温度而引起的效率的增长，在初始是促使 $\eta_{э,ч}^{н}$ 增加(虽然循环能耗也增加). 因循环能耗的継續增加，而开始引起的 $\eta_{э,ч}^{н}$ 随着 $t_{T,2}$ 的增高而減低. 从图 4 可見，与 $\eta_{э,ч}^{н}$ 的最佳値相适应的 $t_{T,2}$ 值，在单压循环工作时比在双压循环工作时要高. 在保証最佳效率的条件下，单压循环时，載热剂循环能耗比数比双压循环的大，而考虑循环能耗所算出的效率永远較低.

上述分析是对于 $t_{T,1}=375°C$ 的条件而言. 为了闡明 $t_{T,1}$ 对于电站效率的影响，我們对其它 $t_{T,1}$ 值也进行了計算.

图 5 列出了 $\eta_{э,ч}^{н}$ 与 $t_{T,2}$ 間的关系曲綫. 从图 4. б，5. a 及 5. б 可見，在相同的相对循环功

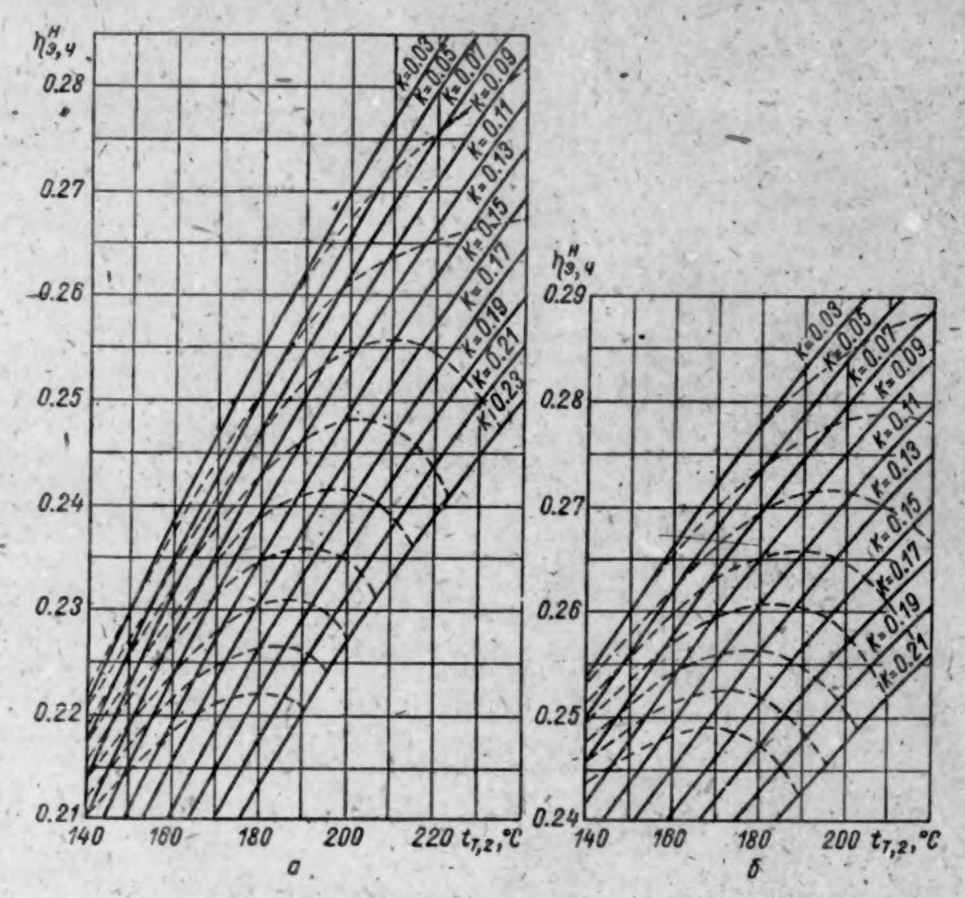


图 4　載热剂循环消耗功率相对值不同的情况下，
$\eta^{н}_{э,ч}$ 与載热剂溫度間的关系（$t_{T,1} = 375$°C）

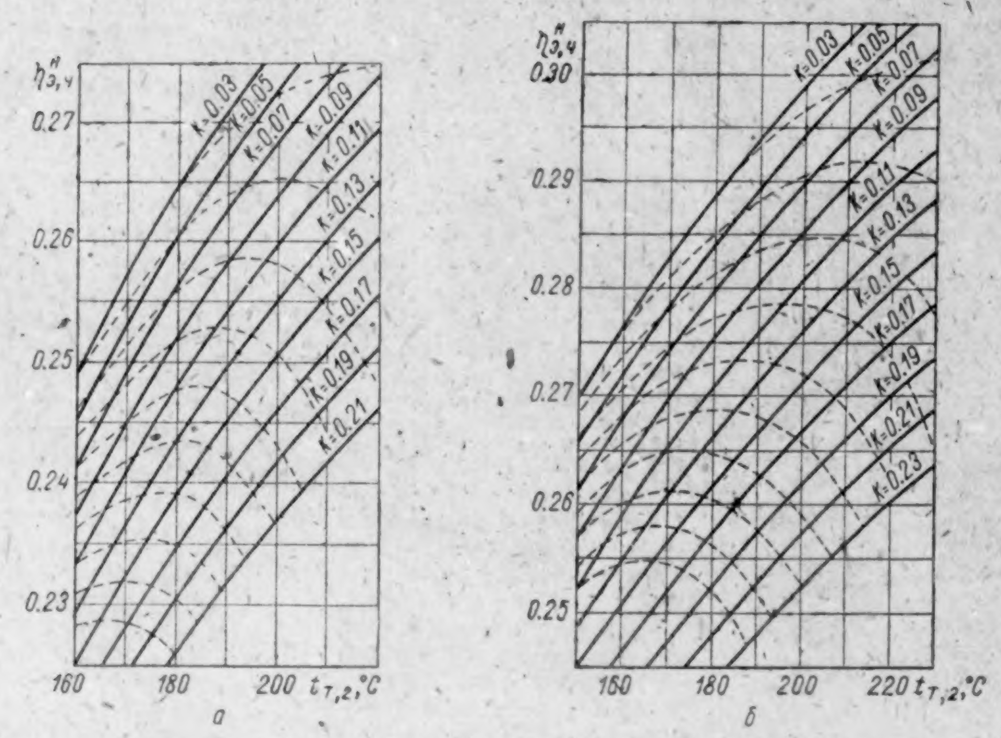


图 5　載热剂循环消耗功率的相对值不同的情况下，
$\eta^{н}_{э,ч}$ 与載热剂溫度 $t_{T,2}$ 間的关系（双压循环）
а——$t_{T,1} = 340$°C；б——$t_{T,1} = 400$°C.

率消耗的条件下，反应堆出口处气体温度越高，$\eta^{н}_{э,ч}$ 越大，而效率的极大値是在更大的 $t_{T,2}$ 値时才达到的.

只有当发电成本的燃料組成部分的增加（因电站效率的降低而引起的）能被其基建投資組

成部分的減少所补償时提高反应堆热功率才是合适的．在反应堆热功率給定的条件下，必須使电站效率达到最大値(考虑循环能耗的)．必須注意，当該反应堆热功率增加时，其效率的最大値減小，这从图 4 及 5 郎可看出，图中位置較低的虛綫曲綫相当于反应堆热功率的較大値．

利用鍺样品电导率的变化来測定 BBP-C 反应堆活性区內快中子通量的分布

亞歷山大罗維奇 (E. Александрович)　巴尔欽巴赫 (M. Бартенбах)
(波兰科学院原子核研究所，华沙)

由于华沙原子核研究所进行关于半导体在中子輻射作用下的性能的研究工作，所以有必要求出反应堆活性区內快中子通量的分布．

在快中子的輻射作用下，n 型鍺单晶逐漸減小其电导率，并最后轉变为 p 型[1-7]．当鍺受快中子輻射时，其电导率的典型变化曲綫如图 1 所示．在曲綫的起始部份，可以認为这种关系是綫性的，但仅当中子能量大于 ～300 电子伏时，这种綫性关系才是明显的．

我們用了 9 个由单晶体上切下的鍺样品来进行測量．样品的形状是平行六面体，尺寸为 1.5×1.5×10 毫米．这样选择尺寸是为了使其电导率尽可能大．

为了消除热能中子的影响，每个样品都套上一个 0.25 毫米厚的鎘壳．将样品相互等距地放在特制的鋁質試探器內，放入 BBP-C 反应堆释热元件之間的活性区．这样，沿活性区的高度分布着 7 个样品，而有两个样品位于活性区之外：一个在活性区之上，另一在活性区之下．

反应堆中的样品受輻射时的电导率是靠測量由恆压电源流过样品的电流強度而測定的．适当选择电流值，以避免样品在測量时发热．反应堆的功率保持恆定为 1.5 仟瓦．

全部样品在受輻射时电导率的变化如图 2 所示．在 $t = 1$ 小时和 $t = 2$ 小时 $d\sigma/dt$ 的急剧变化是由于試探器在反应堆中的移动所造成的．

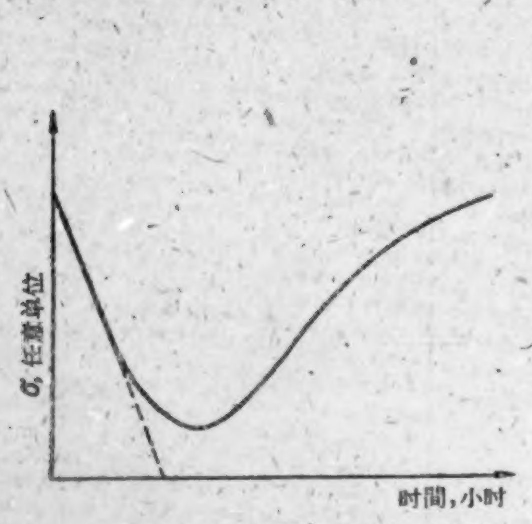


图 1　鍺样品(单晶)受快中子輻射时电导率的变化

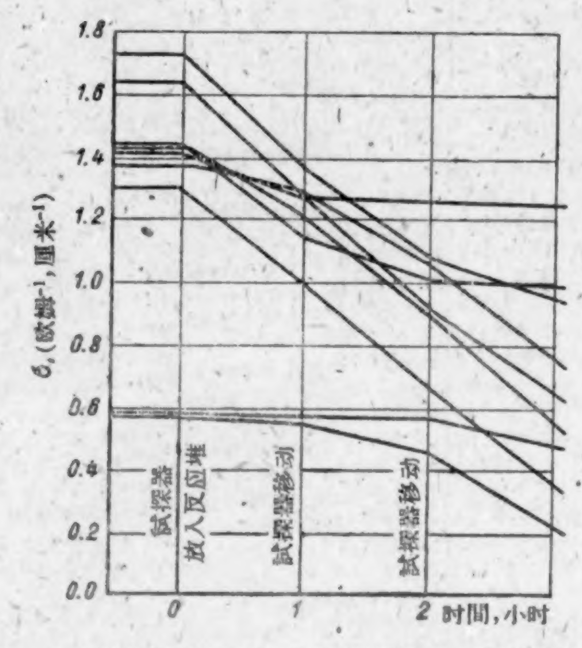


图 2　放在 BBP-C 反应堆活性区中不同深度处的鍺样品受快中子輻射时电导率的变化

曲綫 $\sigma(t)$ 的斜率是样品所在处快中子通量值的量度. 图3所示是快中子通量沿活性区軸綫的分布情况. 这条曲綫是由图2中 $t=1$ 小时与 $t=2$ 小时两点之間的一段測量值所构成的.

这种方法也可以用于測量絕对值.

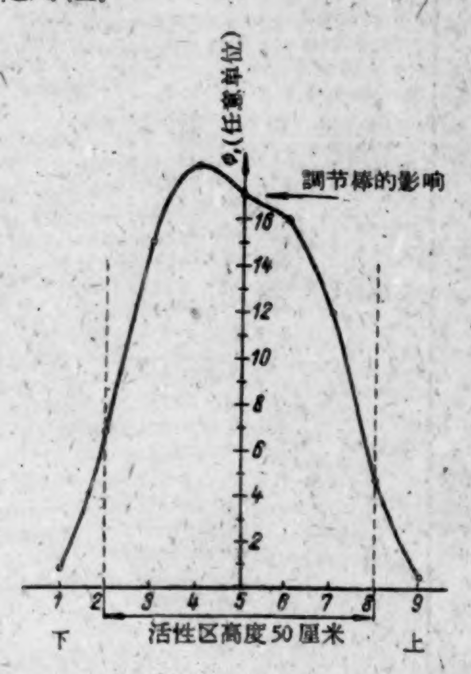


图3　BBP-C 反应堆內快中子通量沿活性区軸綫的分布图

李高积譯

参　考　文　献

[1] R. Davis, W. Johnson, K. Lark-Horovitz, S. Siegel: *Phys. Rev.*, **74**, 1255 (1948).
[2] W. Johnson, K. Lark-Horovitz: *Phys. Rev.*, **76**, 442 (1949).
[3] J. Crawford, Jr., K. Lark-Horovitz: *Phys. Rev.*, **78**, 815 (1950); *Phys. Rev.*, **79**, 889 (1950).
[4] J. Cleland et al.: *Phys. Rev.*, **83**, 312 (1951); *Phys. Rev.*, **84**, 861 (1951).
[5] H. James, K. Lark-Horovitz. Z: *phys. Chem.*, **198**, 107 (1951).
[6] J. Cleland, J. Crawford, J. Pigg: *Phys. Rev.*, **98**, 1742 (1955).
[7] B. Buraset al.: Report No. 101/I-B, Institute of Nuclear Research, Warsaw, 1959.

反应堆結构部件的热冲击計算

巴格達沙洛夫 (Ю. Е. Багдасаров)

反应堆結构部件的壁中的热冲击，是因反应堆事故停堆后載热剂的温度从活性区出口处迅速下降而引起的. 温度的剧烈变化会使得象反应堆容器、集流器、管道等重要而且不可能更換的結构部件的強度減弱，所以反应堆結构部件的热冲击計算知識，为正确地設計动力装置所必須. 已有一些研究工作者对热冲击进行了探討[1–3].

使反应堆重要結构构件免受热冲击的有效預防方法，是在載热剂与受負荷壁之間設置热屏.

反应堆迴路中采用的管道、集流器及容器的壁厚，比之于它們的直径，要小得多. 从温度

場及温度应力变化的观点看来，这些壁可以看作平面．因此下面，我們只限于探討平面的几何形．从工艺要求考虑，事实上在大多数情况下，負荷壁与热屏是用同一材料制成的．这样，如果假設热屏各层之間以及热屏与負荷壁之間具有理想的热接触，不存在液体隔层，那么就可以导出計算温度应力的分析公式．忽略載热剂隔层的热阻及其热容量可导致受負荷壁內温度应力值的偏高，这可以視为設計計算的安全后备．

壁断面中的温度变化，可由下列方程組求得[4] 1)

$$\left.\begin{aligned} & a\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = \frac{\partial t}{\partial \tau}; \\ & t/_{\tau=0} = \theta_0 = \text{const}; \\ & \frac{\partial t}{\partial x}\Big/_{x=0} = 0; \\ & -\lambda\frac{\partial t}{\partial x}\Big/_{x=\delta} = \alpha[t/_{x=\delta} - \theta(\tau)]. \end{aligned}\right\}$$

此方程組之解为：

$$t(x, \tau) = \theta(\tau) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n(\tau)\cos\left(\varepsilon_n \frac{x}{\delta}\right),$$

式中

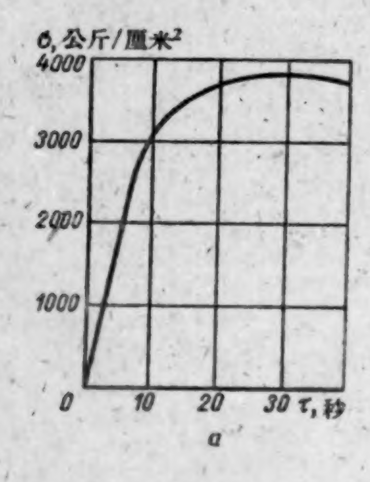
$$A_n(\tau) = -B_n e^{-b\varepsilon_n^2\tau}\int_0^\tau \frac{\partial\theta}{\partial\tau} e^{b\varepsilon_n^2\tau} d\tau;$$

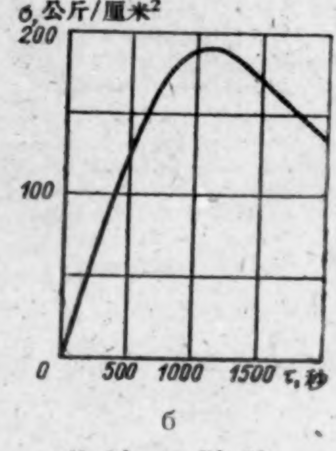
$$B_n = \frac{4\sin\varepsilon_n}{2\varepsilon_n + \sin 2\varepsilon_n}.$$

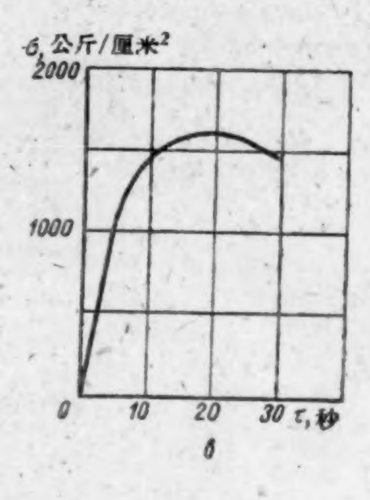
本征値 ε_n 由超域方程 $\operatorname{tg}\varepsilon_n = \frac{B_i}{\varepsilon_n}$ 求得，而当 $B_i \gtrsim 50$ 时，可以采用 $\varepsilon_n = (2n-1)\frac{\pi}{2}$，式中 $n = 1, 2, \cdots$. 第 k 层外表面上的温度应力由下列关系式求得[5]：

$$\sigma_{c_k}(\tau) = \frac{\alpha_{c\tau}E_{c\tau}}{1-\nu}[\bar{t}_k(\tau) - t(c_k, \tau)];$$

$$\bar{t}_k(\tau) = \frac{1}{c_k - \gamma_k}\int_{\gamma_k}^{c_k} t(x, \tau)dx.$$







热冲击計算

а——无热屏情况下的負荷壁；б——有热屏情况下的負荷壁；в——最边(与鈉接触)层热屏，厚 10 毫米.

---

1) 所采用的符号列于文末.

决定温度应力的計算公式

載热剂温度	按公式算得的溫度应力
指数变化的情况 $\theta(\tau)=\theta_\infty+\Delta\theta_0 e^{-m\tau}$	$\sigma_{c_k}(\tau)=A\Delta\theta_0\sum_{n=1}^{\infty}\frac{B_n m}{b\varepsilon_n^2-m}\times\left[\frac{\sin\left(\varepsilon_n\frac{c_k}{\delta}\right)-\sin\left(\varepsilon_n\frac{\gamma_k}{\delta}\right)}{\frac{c_k-\gamma_k}{\delta}\varepsilon_n}-\cos\left(\varepsilon_n\frac{c_k}{\delta}\right)\right][e^{-m\tau}-e^{-b\varepsilon_n^2\tau}]$
綫性变化的情况* $\theta(\tau)=\theta_0-p\tau$	$\sigma_{c_k}(\tau)=A\frac{p}{b}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{B_n}{\varepsilon_n^2}\left[\frac{\sin\left(\varepsilon_n\frac{c_k}{\delta}\right)-\sin\left(\varepsilon_n\frac{\gamma_k}{\delta}\right)}{\frac{C_k-\nu_k}{\delta}\varepsilon_n}-\cos\left(\varepsilon_n\frac{c_k}{\delta}\right)\right]\times[1-e^{-b\varepsilon_n^2\tau}]$，当 $\tau\leqslant\tau_0$； $\sigma_{c_k}(\tau)=A\frac{P}{b}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{B_n}{\varepsilon_n^2}\left[\frac{\sin\left(\varepsilon_n\frac{c_k}{\delta}\right)-\sin\left(\varepsilon_n\frac{\gamma_k}{\delta}\right)}{\frac{c_k-\gamma_k}{\delta}\varepsilon_n}-\cos\left(\varepsilon_n\frac{c_k}{\delta}\right)\right]\times[e^{\varepsilon_n^2 b\tau_0}-1]e^{-b\varepsilon_n^2\tau}$，当 $\tau\geqslant\tau_0$.

* 溫度的綫性变化持續在时間 τ_0 內，当 $\theta=\theta_\infty$.

对于每一給定的 $\theta(\tau)$ 函数的形式，可以求得相应的 $\sigma_{c_k}(\tau)$ 的变化規律．在表中列出了 $\theta(\tau)$ 为綫性以及指数变化情况的最終計算公式．图中列出对于鈉冷却的快中子反应堆容器的热屏及負荷壁热冲击計算的結果[6]作为例子．

在計算时采用了下列初始数据：材料——鋼 1X18H9T；$\theta(\tau)=\theta_\infty+\Delta\theta_0 e^{-m\tau}$；$\Delta\theta_0==140°C$；$m=0.1$ 1/秒；$\delta=0.2$ 米；$\gamma_1=0$；$c_1=0.05$ 米；$\gamma_N=0.19$ 米；$c_N=\delta=0.2$ 米．

本文中采用了下列符号：$t(x,\tau)$——負荷壁及热屏內的溫度(°C)；θ_0，$\theta(\tau)$，θ_∞——載热剂溫度，分別为在初始时刻，τ 时刻，以及当 $\tau\to\infty$ 时載热剂溫度的漸近值(°C)；$\Delta\theta_0==\theta_0-\theta_\infty$——載热剂溫度的最大改变(°C)；$\bar{t}_k(\tau)$——第 k 层的平均溫度(°C)；τ——时間(秒)；τ_0——时間，在此时間內載热剂溫度以綫性下降(秒)；x——座标，其方向为由外表面指向容器內部(米)；δ——負荷壁及热屏层的总厚度(米)；c_k——第 k 层外表面的座标(米)；γ_k——第 k 层內表面的座标(米)．其中負荷壁为第一层．

結构材料参数如下：a——溫度传导系数(米²/秒)；λ——导热系数(千卡/米·秒·°C)；α_{CT}——綫膨胀系数(1/°C)；E_{CT}——弹性系数(公斤/厘米²)；ν——泊松系数；α——由壁到載热剂的給热系数(千卡/米²·秒·°C)；$b=\frac{a}{\delta^2}$；$B_i=\frac{\alpha\delta}{\lambda}$；$A=\frac{\alpha_{CT}E_{CT}}{1-\nu}$；$\sigma_{c_k}(\tau)$——第 k 层外表面溫度应力(公斤/厘米²)；p——参数(度/秒)；m——参数(1/秒)．

参　考　文　献

[1] R. Tidball, M. Shrut: *Transactions of the ASME*, **76**, No. 4, 639 (1954).

[2] А. А. Клыпин: Теплоэнергетика, № 1, 33 (1957).

[3] M. Heisler: *J. Appl. Mech.*, **20**, No. 2, 261 (1953).

[4] А. В. Лыков: Теория теплопроводности. М., Гостехиздат, 1952.

[5] С. П. Тимошенко: Сопротивление материалов, т. II. М., Гостехиздат, 1946.

[6] А. И. Лейпунский и др.: Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Докл. советских ученых. Т. 4—Ядерные реакторы и ядерная энергетика. М., Атомиздат, 1959, стр. 212.

直綫加速器用的能量为 600 千电子伏的質子注入器

安东諾夫 (Ю. Н. Антонов)　　澤諾維也夫 (Л. П. Зиновьев)
拉舍夫斯基 (В. П. Рашевский)

鉴于必須提高联合原子核研究所的能量为 100 亿电子伏的同步稳相加速器的注入电流，在本文作者面前就提出了一項任务：利用能給出強質子流的离子源，当其被加速到 600 千电子伏时，来实現这种电流的选择和聚焦．这时必須保持加速管出口处束流的几何尺寸和角散度，此几何尺寸要滿足直綫加速器的注入条件．

离子源　具有双收縮等离子柱[1]的气体放电等离子区的离子源工作是利用了电弧电子的振蕩来进行的．离子源在 НИИ-5 研究所研究过，此后和这个研究所的工作人員布拉格文欣斯基 (В. М. Благовещенский)，古特克金納 (Т. И. Гуткиный)，庫尔沙諾維 (Ю. В. Курсановый) 一起在联合核子研究所的高能实驗室內作了某些形式上和結构的改进．离子源的簡单剖面图示于图 1 上．在离子源内利用了連續的閘流管 ТГИ-90/8 的阴极 1．阴极引入端 2 用水流冷却，并用氟的层状絕緣体 4 和阴极法兰 5 絕緣起来．氫气經过鈀过滤器沿着管道 3 进入放电室．中間阳极 6 的內腔組成阴极放电区，在中間阳极上有一个直径 9 毫米和长 10 毫米的孔道 15，这样会引起在放电时造成半球形的双电层，球面朝着阴极一边，并实現等离子柱的收縮．中間阳极也用流入孔腔 7 的水冷却．直接在中間阳极上繞了綫圈 8 产生，在孔道 15 和发射孔 17 之間气隙中使等离子收縮的軸向磁場．中間阳极 6、离子源外壳 16 和出口法兰 12 組成了不閉合的磁路．銅阳极 10 有一个直径 9 毫米的穿通孔，和孔道 15 及发射孔成一軸綫，在发射孔之間的間隙內引起了电子的振蕩．离子源的出口法兰(对阴极)有用非磁材料(鎢或不銹鋼)做的鑲入件 13，它带有直径为 2 毫米和长度为 ~0.5 毫米的发射孔[1]．因为离子源对地有 600 千伏电压，整个供电系統装在高 2.6 米的瓷絕緣柱上，有自給发电机(220 伏，50赫芝，3.5 瓩) 和 ГСМ-1 发电机 (220 伏，500 赫芝，0.6 瓩)．由处于地电位的电动机到发电机的传动机构是由长 2 米的 δ-原木做的軸来实現的．

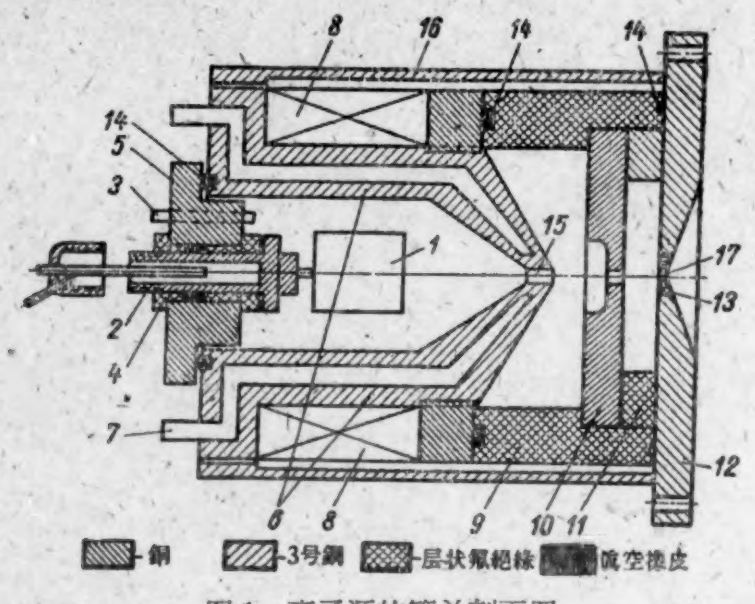


图 1　离子源的簡单剖面图

1) 在完成孔道形发射孔时，打到墙上的离子損失迅速增长，所以对发射孔要滿足 $L \ll d$ 的条件．

离子源的供电图示于图 2. 离子源阴极灯絲加热的供电由变压器 TP_1 供給. 加热电压为 7.8 伏,电流为 6.4 安. 放电室内的氫气压力約保持在 $1.5\cdot10^{-2}$ 毫米高的水銀柱压力，氫气經过鈀过滤器 Pa 送入并用对它加热的方法来調节.

在离子源中的磁場由 320 匝的綫圈产生. 当綫圈电源为 ~2 安时，在中間阳极和对阴极間的磁感应达到 1000 高斯.

当人工綫放电时經过閘流管在离子源阴极上产生寬約 ~500 微秒的負脉冲，脉冲高度可由改变对人工綫充电的整流器 B_2 的电压来調节. 当装在絕緣柱基础附近的氖灯 MH-3 发光时,装在絕緣柱上的光电倍加管产生的脉冲来实現閘流管点燃.

由人工綫来的幅度为 400—500 伏的脉冲加到离子源阴极上并点燃起阴极和中間阳极間的弧. 弧流在 $R_1 = 200$ 欧姆的电阻上产生的电位差保証将弧拉入中間阳极的孔道中. 由于孔道破坏了放电空隙的均匀性,造成在阳极等离子区内电子的亏损和半球形双电层的形成,这将加速电子并使之聚焦，保証在阳极等离子区内必要的电子流密度. 双电层电位突变的大小自动維持某种水平,使之在阳极等离子区内发生的离子足够滿足双极性电流的稳定性,这个电流是由空間电荷

$$\frac{I_p}{I_e} = \left(\frac{m_e}{m_p}\right)^{\frac{1}{2}}$$

所限制的,式中 I_p——正向的正离子电流; I_e——正向的电子流; m_e 和 m_p——分别为电子和正离子的質量.

在阳极等离子区的強大的非均匀磁場更加促使放电緊縮起来，这就使电荷密度更加增长了. 放电的双收縮以及在阳极和对阴极的气隙中电弧电子的振蕩造成了在阳极放电区内較大的游离程度. 由离子源送出的电流达到 270 毫安. 当已知束流的質譜和离子源的耗气量后(参看下面离子源的参数) 可以說明在放电中游离程度接近 100%. 在阳极等离子区内，在电場的作用下,离子面向离子源的发射孔并被吸出系統引出.

离子源放电室的几何形状是按照脉冲弧燃烧的最有利条件实驗地选择的. 在現在的方案中,中間阳极錐体的张角为 120°. 当向任何一方改变角度时，由离子源吸出的电流迅速下降,因为軸向磁場的形状严重地影响着电子的动力学状度以及低压等离子区的参数[2].

当发射孔直径由 0.8 毫米改变到 2 毫米时,电流几乎与直径平方成比例地增长(图 3). 可

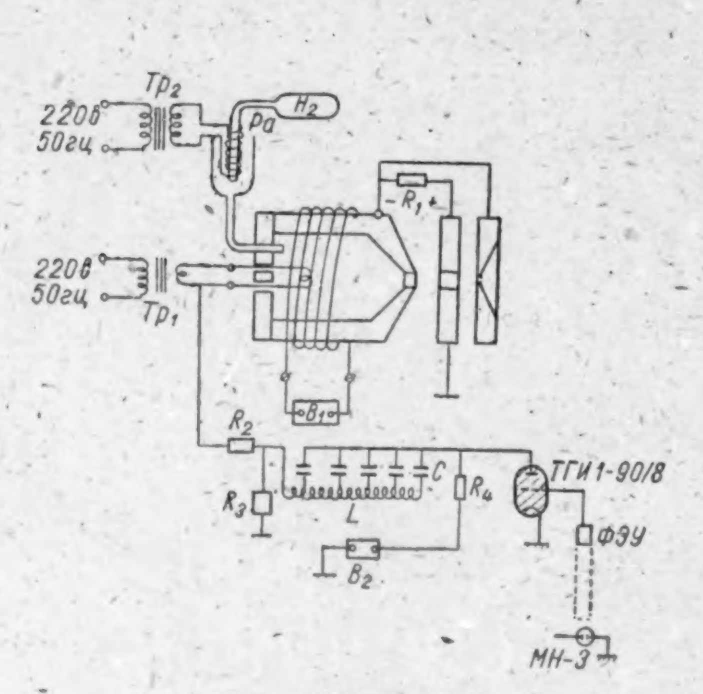


图 2　离子源供电图

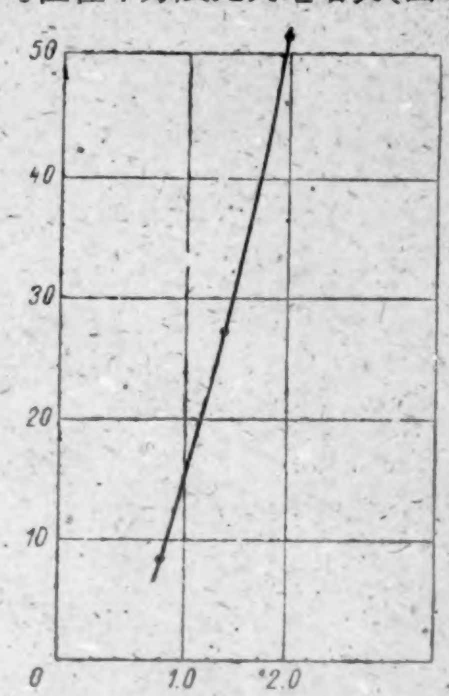


图 3　由离子源吸出的电流和发射孔直径的关系

是当发射孔直径增大到3毫米时，在离子源内弧的点燃就困难了，因为吸出电极的电場剧烈地向放电室张弛．非磁鑲入件13(参看图1)是十分重要的．沒有它吸出电流就显著地損失并使聚焦恶化，在这个离子源的方案中鑲入件的直径为10毫米，鑲入件的直径增加到20毫米可使电流有一些增加．

注入器出口的电流和离子源放电电流的关系示于图4．对于任何形状的磁場，收縮随着放电电流的增长，而下降也即是随着电荷集中的增长而下降[当談到张弛长度的馬克思威尔分布时，兰格米尔（И. Лэнгмюр）指出，当电子集中程度增长时，自由路程应該下降[3]．既然磁場对自由路程长度有影响，那末磁場的作用随着集中程度增长而減小了]．在图5上表示出装在加速管內的离子源．

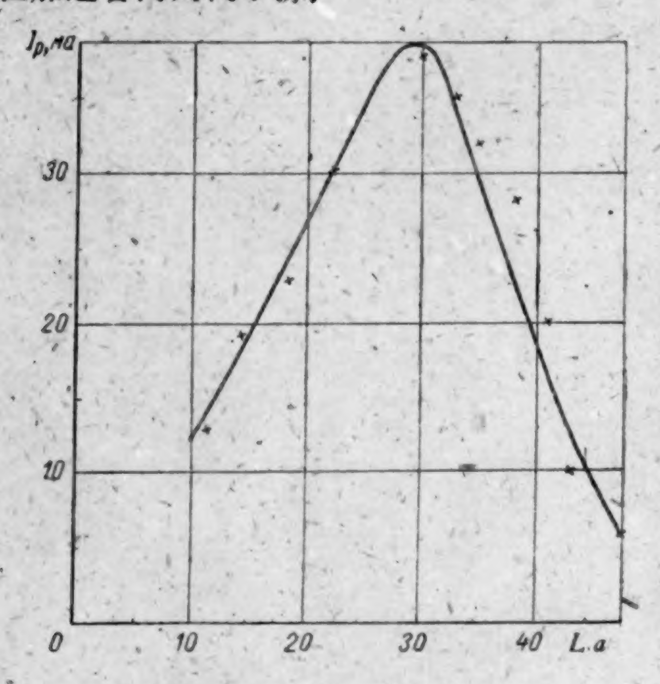


图4　吸出电流与弧流的关系
($P_{H_2}=1.2\cdot10^{-5}$毫米·水銀；$U_{отс}=45$千伏；
$i_{магн}=1.1$安培)

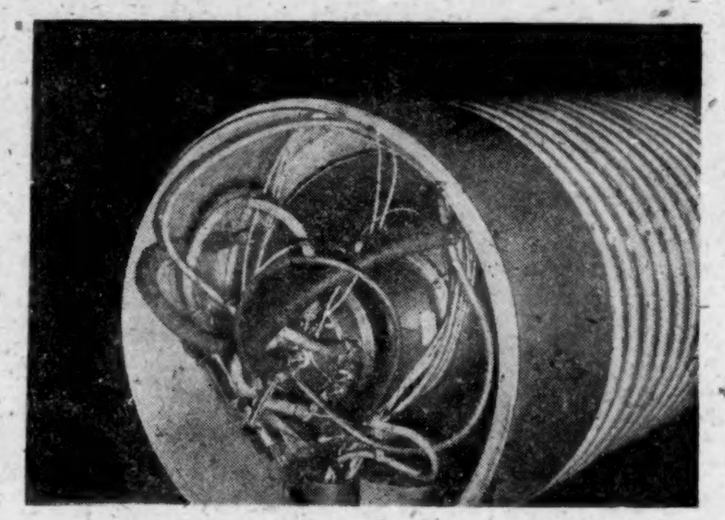


图5　装在加速管內的离子源

表征离子源特性的下列主要参数：

参数	数值
加热电压，伏	7.8
加热电流，安	6.4
弧压，伏	90—120
弧流，安	30
气隙內磁場大小，高斯	1000
在放电室內气体压力，毫米水銀柱高	$1.5\cdot10^{-2}$
耗气量，立方厘米/小时	150
吸出电流中質子比，%	75

經过綫性加速器的离子流成分的百分比是在沒有激励共振腔时用扇形磁鉄側量的（张角75°）．

加速管，束流的选择和聚焦　600千伏的加速管的通道直径为350毫米，长度为1670毫米．加速管有70片，逢双的片子上装有防止电暈的环，它和強迫分布电場的分压器相連．分压器是一个直径为8毫米并均匀分布着引出端子的塑料管子，管內有蒸餾水流动(同一水流用作冷却离子源)．

离子源直接固定在加速管进口的法兰盘上；吸引和聚焦电极装在管內，而供給他的电源是

經过第一个防止电暈的环加进去的.

有关离子源和加速管的吸出电极和聚焦电极的分布图及其供电原理图示于图 6. 利用脉冲变压器 TPBB 在加速管上加上幅度为 600 千伏頂部寬度約 300 微秒的脉冲，特殊的綫路可以保持脉冲頂部幅度的正确度比 0.5% 好，变压器的負載为分压器 $D(R = 430$ 千欧)，由它取得加到吸出电极的离子源的电压大約 50 千伏. 加速管分压器的电阻約 $5\cdot 10^6$ 欧姆. 加到聚焦电极上去的电压是由装在离子源供电的絕緣柱上的高压整流器 BΦ 上取得的. 当束流向加速管輸出端聚焦时(离輸出加速片一米处)，聚焦电压相对于离子源为 3 千伏. 这一电压决定着由于在吸出区域产生离子的結果而引起在輸出处束流的能量的色散，由此看来，束流的非单能性在出口处不超过 0.5%.

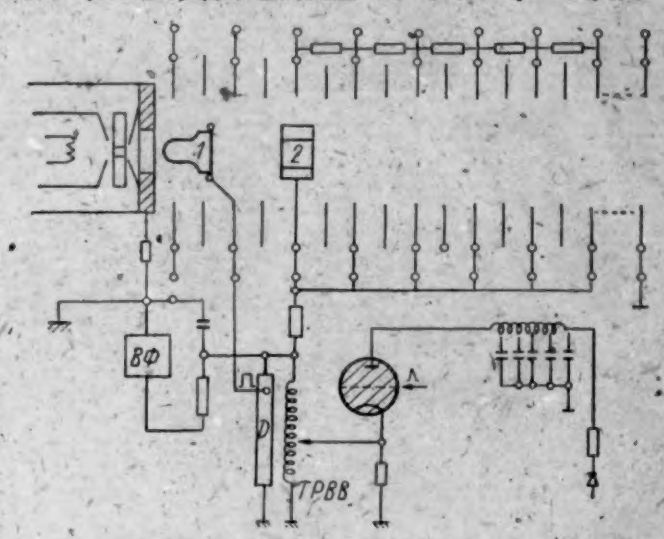


图 6 吸出电极(1)和聚焦电极(2)的分布与供电

在出口处由石英屏的閃光用視覚来控制束流. 离子流用法拉弟筒测量，为了防止二次电子，在筒上繞有能給出沿筒的軸向 ～500 奥磁場的繞組.

估計进入綫性加速器入口处束流的角散度的値为 $3\cdot 10^{-3}$. 在綫性加速器入口处光点的直径(約在加速管出口处 6 米远处)有 8—10 毫米. 在离加速管出口处約 1 米处聚焦后束流的直径为 ～2 毫米.

最后作者乘机对积极参加这一工作的瓦西里也夫 (М. Ф. Васильев)，斯列薩列夫 (В. В. Слесарев) 表示衷心的感謝.

参 考 文 献

[1] M. von Ardenne: Tabellen der Elektronen-physik, Ionenphysik und Ubermikroskopie. Deutscher Verlad der Wissenschaften, 1957.
[2] О. Н. Репкова, Г. В. Спивак: Контрагирование плазмы в магнитном поле. Уч. зап. МГУ. М., Изд-во МГУ, 1945.
[3] I. Langmuir: *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A.*, **14**, 627 (1928).

Th^{232} 和 U^{238} 为 $F^{19}(p,\alpha\gamma)O^{16}$ 反应的 γ 射綫光致分裂产生的瞬发中子平均数

勃罗哈諾娃 (Л. И. Прохорова) 斯米連基 (Г. Н. Смиренкин)

文献[1]提到，在已发表的文献中，关于 U^{238} 自然分裂的平均中子数 $\bar{\nu}$(2.1±0.1[1]; 2.26±0.16[2]) 以及 U^{238} 为最大能量 $E_{最大} = 5.5$ 兆电子伏輒致 γ 射綫光致分裂的平均中子数 (1.65±0.5[3]) 的数据是和与被分裂核的激发能 E_x 之間有綫性关系的 $\bar{\nu}$ 不相符合[4]. U^{238} 光致分裂的 $\bar{\nu}$ 值与一次分裂中的中子总产額一致:

$$n = \bar{\nu} + \frac{\sigma(\gamma, n)}{\sigma(\gamma, f)} + 2\frac{\sigma(\gamma, 2n)}{\sigma(\gamma, f)} + \cdots \tag{1}$$

因为能量 $E_{最大} = 5.5$ 兆电子伏小于 $U^{238}(\gamma, n)$ 反应的閾能. Th^{232} 的类似值等于 3.15 ± 0.5 ($E_{最大} = 6.8$ 兆电子伏)(可以从文献[3]求得). 在已发表的文献中,还沒有有关其他光致分裂瞬发中子平均数的結論.

在本文中, 测量了 U^{238} 和 Th^{232} 为 $F^{19}(p, \alpha\gamma)O^{16}$ 反应中的 γ 射綫一次光致分裂而产生的瞬发中子平均数 $\bar{\nu}$. 反应是用能量为 2.6 兆电子伏的质子照射 CaF_2 晶体实现的. 在 $F^{19}(p, \alpha\gamma)O^{16}$ 反应中的 γ 射綫譜由三条綫組成: 6.13; 6.9 及 7.1 兆电子伏[5]. 在此种质子能量下, 后二条綫比 6.13 兆电子伏成分的強 3.2 倍. $F^{19}(p, \gamma)Ne^{20}$ 反应的能量約为 12 兆电子伏 γ 射綫的混合成分不超过 0.2%. U^{238} 和 Th^{232} 分裂时产生的 γ 射綫平均能量約为 6.7 兆电子伏. 测量是在范德格喇夫靜电发生器上进行的.

在加速器的靶子及分裂室周围放有探测中子的 12 支 BF_3 計数管,这些計数管又包在石蜡中. 分裂产生的中子通过 BF_3 計数管給出的脉冲投到分辨时間为 $\tau = 2 \times 10^{-4}$ 秒的符合綫路中. 类似的测量法是众所周知的,而且在文献[6]中有詳細描述. 偶然符合占所記录符合数的 70% (测量分辨时間 τ 的方法例外). 在整个测量时間內, τ 的涨落不超过 1%.

U^{238} 与 Th^{232} 一次光致分裂时所記录的中子数与 Pu^{240} 自然裂变数 $\bar{\nu}_0$ (准确到 2%) 之比約为 2.26 ± 0.05[7]. 因此在实驗中是直接测量 $\frac{\bar{\nu}}{\bar{\nu}_0}$ 比值. 在测量結果中, 对所研究物质分裂的瞬发中子和 Pu^{240} 的自然分裂中子的記录效率之差进行不大的修正. 这个差别是由于光致分裂时碎片角分布的各向异性和瞬发中子与碎片的角关联所产生的. 引入修正之后, 实驗結果鈾的 $\frac{\bar{\nu}}{\bar{\nu}_0}$ 为 1.86 ± 0.09, 釷为 1.42 ± 0.09. 利用上述所引出的值 $\bar{\nu}_0$, 得到 $\bar{\nu}_U = 4.2 \pm 0.2$ 和 $\bar{\nu}_{Th} = 3.2 \pm 0.2$.

从 $\bar{\nu}$ 值数据出发,即从接近的复合核 U^{239} 与 Th^{233} 用中子照射时以相同激发能产生分裂的 $\bar{\nu}$ 值以及从与同位素之間关系不大的 ν 值出发, 可以期望存在較小的 $\bar{\nu}$ 值, 如 U^{238} 的 $\bar{\nu}$ 为 2.7, Th^{232} 的为 2.2. 当从中子的总产額中除去 (γ, n) 反应的中子时, 可以得到同样較大的 $\bar{\nu}$ 值(文献[9]测量的). 比較早的材料(文献[3])是与文献[9]的結果不相符合. 在下表中, 列出根据公式(1)的中子产額 n[3,9], $\bar{\nu}$ 以及能量关系 $\frac{\sigma(\gamma, n)}{\sigma(\gamma, f)}$ [10]而算出的值 $\bar{\nu}$ (当 $E_{最大} < 11$ 兆电子伏时, 仅仅可以发生 (γ, f) 及 (γ, n) 反应).

U^{238} 和 Th^{232} 光致分裂时的 $\bar{\nu}$ 值

文献	最大 兆电子伏	$\bar{E}_X$, 兆电子伏	U^{238}			Th^{232}		
			n	$\frac{\sigma(\gamma, n)}{\sigma(\gamma, f)}$*	ν	n	$\frac{\sigma(\gamma, n)}{\sigma(\gamma, f)}$**	$\bar{\nu}$
[3]	5.5	5.3	1.65±0.5	0	1.65±0.5	—	—	—
	6.8	5.9	4.3 ±0.5	1.15	3.15±0.7	3.15±0.5	0	3.15±0.5
	8.6	6.6	—	—	—	4.5 ±0.5	3.65	0.85±1.0
	10.3	7.7	5.3 ±0.5	3.8	1.50±1.6	8.0 ±0.5	6.25	1.75±1.6
[9]	8	6.3	7.07	1.8	5.3±0.75	4.65	2.00	2.65±0.5
	9	6.8	6.92	2.5	4.4±1.0	6.35	4.35	2.0 ±1.1
	10	7.5	7.25	3.25	4.0±1.3	8.65	5.7	2.95±1.4
	11	8.2	7.47	4	3.5±1.6	11.4	7.0	4.4 ±1.8

* 偏差为 ±40%

** 偏差为 ±25%

碎片的激发能及中子分裂时产生的中子数决定于被分裂核在破裂时刻的变形. 从我們的工作結果和文献[9]的数据, 显然得出, 当光致分裂 Th^{232} 和 U^{238} 时所发生的碎片变形比中子分裂时要大.

作者深切感謝列依普斯基 (А. И. Лейпунский) 和邦达廉科 (И. И. Бондаренко) 对我們工作的热心关怀, 感謝庫察也娃 (Л. С. Куцаева) 帮助布置实験, 感謝托克馬采娃 (Н. Е. Токманцева) 和芭拉諾娃 (Ю. И. Баранова) 参加测量和罗曼諾娃 (В. А. Романова) 的帮助.

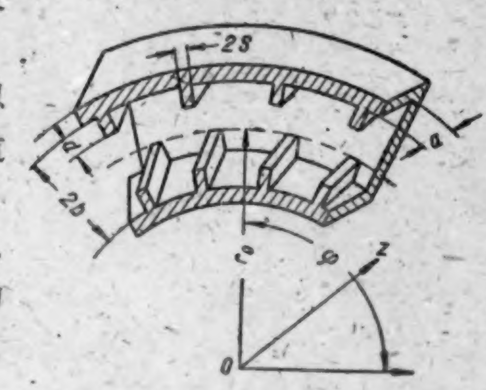
参　考　文　献

[1] Б. Д. Кузьминов, Л. С. Куцаева, В. Г. Нестеров, Л. И. Прохорова, Г. Н. Смиренкин: *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **37**, 406 (1959).
[2] K. Geiger, D. Rose: *Canad. J. Phys.*, **32**, 498 (1954).
[3] Л. Е. Лазарева и др.: Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (заседания Отд. физ.-матем. наук). М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 306.
[4] R. Leachman: *Phys. Rev.*, **101**, 1005 (1956).
[5] W. Hornyak et al.: *Rev. Mod. Phys.*, **22**, 291 (1950).
[6] В. И. Калашникова и др.: Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (заседания Отд. физ.-матем. наук). М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 156.
[7] Р. Личман: Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Избр. докл. иностранных ученых. Т. 2—Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 342.
[8] И. И. Бондаренко, Б. Д. Кузьминов, Л. С. Куцаева, Л. И. Прохорова, Г. Н. Смиренкин: Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Докл. советских ученых. Т. 1—Ядерная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 438.
[9] L. Katz, A. Baerg, F. Brown: Доклад № 200, представленный Канадой на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[10] J. Gindler, J. Huizenga: *Phys. Rev.*, **104**, 425 (1956).

电子在行波迴旋波导加速器中的加速

沃罗比堯夫 (А. А. Воробьев)　季金柯 (А. Н. Диденко)
科瓦連科 (Е. С. Коваленко)

在文献[1]中建議利用一个封閉的弯曲波导管作为加速器的加速系統. 并在波导管中激发出一定形式的电磁波. 关于这种波导管之一部分示于图中; 在波导管內电磁波以异于零的电磁場的 φ 分量进行传播. 波导管是这样地安装, 以便在波导管的平均半径附近处的相速 $v_\phi = c$.



迴旋波导加速器波导管之一段

鉴于在波导管中場的形状比較复杂而且易于变化, 所以我們就要着重闡述如何以粒子自身的波場来控制粒子的軌道的可能性.

波在一个沿輻向方向无限制的弯曲形波导管中的传播, 曾在文献[2]中进行过探討. 現求得对于沿 Z 方向为有限的 LE_{mn} 型的波导的同相波的近似色散方程如下:

$$\operatorname{ctg} \alpha_1 d = \frac{\alpha_1}{\alpha} \operatorname{tg} \alpha(b-d) + \frac{1}{2\alpha_1 r_0}, \qquad (1)$$

式中

$$\alpha_1 = \sqrt{k^2 - \frac{m^2\pi^2}{a^2}}; \quad \alpha = \sqrt{k^2 - \frac{k_\varphi^2}{r_0^2} - \frac{m^2\pi^2}{a^2}};$$

k 是波数；m 为場沿 Z 方向之变化数．k_φ 为波传播的方位角常量．

当 $|\alpha r_0| \gg 1$，并具有較小的波导曲率时方程式(1)是成立的．方程式(1)由于右边的第二个分量的存在，所以便有别于非弯曲形波导(3)中的类似的方程式．而这一方程便可以用来确定弯曲对于系統色散性质的影响．

由方程式(1)可以得出两个定性的結論：

1) 波导的弯曲便減小了同相波的相速．

2) 当 $v_\phi = c$ 时，在有限系統內弯曲对色散的影响要显著的比沿 Z 方向为无限的波导中的为大．

后者与在有限波导中的輻向方向的場結构的变化有关．事实上，有限波导管中 $\alpha \simeq 0$ 点处，場沿 r 方向传播的关系与无限波导管中 $v_\phi = c$ 的情况相当．計算指出，在这两种波导管中，曲率在这些点的影响是相同的．

方程式(1)不可能单值的来求出波导管的大小之間的关系．根据沒有全部寄生波的要求来最后选定波导管的綫度，而这种寄生波与計算它們的临界頻率有关．LM 型波的計算是很困难的，因为該波在零級近似情况下是不可能的．这一情况实际上排除了考虑到弯曲时計算这些波的可能性．然而，当曲率很小时，可以利用非弯曲形波导之結果．根据文献[3]对于 $LM_{m(2n+1)}$ 型的波的临界波长得到如下公式：

$$\lambda^{m,n}_{\text{临界}} = \frac{2a(b-d)}{\sqrt{m^2(b-d)^2 + \frac{y_n^2}{\pi^2}a^2}}, \tag{2}$$

$$m = 0, 1, 2, \cdots$$

式中 y_n 是方程式的第 n 个根

$$\operatorname{ctg} y = \frac{0.220s}{(b-d)} y. \tag{3}$$

公式(2)，(3)可以从考虑所有传播着的波的譜波而得出．当 $v_\phi = c$ 时，对方程式(1)而言，条件 $\lambda > \lambda^{0,1}_{\text{临界}}$ 对于波导管大小的选择加上了第二个限制．

最适宜的耦合阻抗是选择波导管大小的第三个条件．計算証明，耦合阻抗与 $b-d$ 有着密切的关系；随着 $b-d$ 的增加，耦合阻抗可以由数千欧姆減小至数十欧姆．

曾經証明，实际上被采用波导管的大小可以保証具有 $v_\phi = c$ 的同相基波在平均半径区域內沒有寄生波及耦合阻抗为数百欧姆的情况下进行传播．

与一般的同步加速器不同，波导加速器的高頻場在輻向方向和軸向方向上非常不均匀，并以較复杂的形式依赖于 r 和 Z 的各个成份．場的附加成分的出現就引起了振动頻率的改变，因为

$$\omega_r^2 + \omega^2 + \omega_\varphi = \text{常数}$$

因此，仅仅只是引起了振动頻率的调变．ω_r 和 ω_Z 的改变通常都是很小的．此外，高頻場的任何改变都不可能引起振动阻尼減縮任何的改变．这一結果，明确的闡明了关于阻尼減縮总和不变的結論[4]，而且阻尼減縮总和的不变，可以从下面簡单的概念来理解．假若忽去了能量的增加和射綫，那么在以波的角速轉动着的坐标系中，粒子的哈密頓量不明显的与时有关．由此可知特征方程不包含有特征数[5]的奇次冪，这就意味着不存在波場所引起的阻尼．考虑

到电子的能量随时間的增加和輻射也并不改变这样的結論.

根据以上所述，可知粒子在迴旋波导加速器中的动力学类似于粒子在同步加速器中的动力学，波場的复杂形状并不显現出对加速器正常工作的干扰.

我們应注意，当研究具有諧振場的加速器中的粒子的动力学时，諧振应扩展(размазывается)到整个的方位角上，这就相当于代替了某种行波的加速隙. 同时，估計高頻場仅仅只有沿半径成 $\frac{1}{r}$ 而降低的分量 E_φ. 由此可知，上述的結果对于同步加速器是正确的. 而且在同步加速器中，高頻場是以任意的形式依賴于 r 和 z.

为了防止对于控制場屏蔽，波导管应由单个的部分所构成，并且这各部分彼此应仅适合以高頻来連系. 从这一目的出发，波导管各部分壁的厚度应該很薄. 而为了保証系統的机械強度，所以波导管的各个部分都放到一个电介質制成的箱子內.

在文献[6]中提出了对于行波弯曲形波导場中可控制粒子軌道的加速器的示意图. 在这种情况下，稳定条件应滿足下面的不等式:

$$\left.\begin{array}{l} n < 0;\ n > -1;\ n_1 > 0; \\ (1+n)^2 > 4n_1, \end{array}\right\} \tag{5}$$

式中

$$n = \frac{\dfrac{\partial^2}{\partial z^2}\left(r\dfrac{\partial \Pi}{\partial r} + r\psi\right)}{\dfrac{\partial^2 \Pi}{\partial z^2} - \dfrac{\partial \psi}{\partial r}}; \quad n_1 = \frac{\dfrac{1}{r^2}\dfrac{\partial^2}{\partial \varphi^2}\left(r\dfrac{\partial \Pi}{\partial r} + r\psi\right)}{\dfrac{\partial^2 \Pi}{\partial z^2} - \dfrac{\partial \psi}{\partial r}};$$

Π 是赫芝磁矢量之分量; ψ 是場的标势. 当 $k_z^2 < 0$ 时，不等式 $n < 0$ 和 $n_1 > 0$ 可同时得到滿足. 这就意味着按 $Z = \text{const}$ 端部平面調整波导管时，稳定性条件可以同时得到滿足.

我們应指出，因为在弯曲形波导中过渡到随波一同运动的坐标系，这就意味着是过渡到非慣性的計算系. 在这个系統里的場就是靜止的場，但不能为拉普拉斯方程所描述. 因此得出根据依尔紹烏(Ирншоу)的对非弯曲形波导成立不稳定性定理不能应用于弯曲形波导管中的結論，并且不等式(5)中的各式均可得到滿足.

因此，在迴旋波导加速器中，弯曲形波导管的采用是具有意义的，其一，从为了解决一系列的在建造一个大能量的电子迴旋加速器所产生的技术上的困难的观点来看是如此，其二，从建造一个波导場同时可以起到控制場和加速場作用的迴旋波导加速器的观点来看也是如此.

黃长春譯

参　考　文　献

[1] А. А. Воробьев: Изв. высш. учеб. заведений. Электромеханика, № 5, 106 (1958).
[2] А. Н. Диденко: Диссертация, МГУ, 1958.
[3] Е. С. Коваленко, В. И. Шиманский: Изв. высш. учеб. заведений. Радиотехника, № 2 (1960).
[4] А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев: *Атомная энергия*, **5**, вып. 5, 554 (1958).
[5] А. М. Ляпунов: Собрание сочинений, т. II. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1956, стр. 78.
[6] А. А. Воробьев: Ускорители заряженных частиц. М., Госэнергоиздат, 1949, стр. 220.

閃爍計数器对伽瑪勘探的应用

涅斯捷罗夫 (B. E. Нестеров)

为了改良和利用土壤，在田野中对土壤密度进行测量时所采用的伽瑪勘探法对于工程建筑和工程地质的实际工作来講具有很大的兴趣，因为利用了这种方法就可以立刻得到結果，并可以不破坏介質而在同一地方进行重复的测量.

平行 γ 射綫束所遵照的指数衰減定律：

$$I = I_0 e^{-\mu \rho x}$$

是伽瑪勘探法的基础. 式中 I_0 和 I 分别表示沒有吸收体和带有吸收体时 γ 輻射的強度；ρ 为介質密度；x 为被透过的介質的厚度；μ 为 γ 輻射的質量衰減系数.

当利用 Co^{60} 或 Cs^{137} 源时，对于不同类型的土壤来講，質量系数在足够精确的程度上是相互一致的，因为土壤主要是由輕的化学元素所組成的. 唯一的例外是水，由于氫的存在而使它的質量系数比土壤大 11%.

知道了 μ, x 并测量了 I_0 和 I 以后，我們就能够确定介質密度的絕对值：

$$\rho = \frac{\ln I_0 - \ln I}{\mu x}$$

这种方法最大的价值是能够在野外测定土壤的密度. 为此就鉆二个平行的鉆井，在其中一个的某一深度处放入 γ 輻射源，在另一个的同一深度处放探测器，并测量輻射強度. 但是，在此情况下发生了与建立良好几何条件的不可能性有关的困难，因为在土壤調查的实际工作中，所采用的鉆孔的直径是不大的，因此不可能利用准直器和光闌的方法来防止散射的輻射. 質量衰減系数的理論值在此情况下就不能采用. 一般在計算散射輻射时，引入有效衰減系数，其数值与伽瑪勘探的具体条件有关：被穿透层的厚度与深度，介質密度，計数器尺寸等等. 因之，可应用預先校准的方法[1-3]决定有效衰減系数. 但是，采用校准的必要性使方法的价值降低了，因为测量和校准时条件可能不相同，从而产生巨大的誤差[1].

假如利用了带有脉冲振幅甄別器的閃爍計数器来探测 γ 量子，那末上述困难就能克服. 因为多次散射的 γ 量子所具有的能量值要比非散射 γ 量子小得多，因此从某一甄別閾起，散射輻射实际上未被記录到. 把不同甄別閾的 Co^{60} γ 輻射在水中的衰減曲綫記录下来以后，当伽瑪勘探时上面所述的消除散射輻射方法就可在实际上加以检驗. 随着甄別閾的增长，有效衰減系数的数值从 0.038 改变到 0.063 厘米$^{-1}$，即，逐漸接近到理論值. 当在同样条件下用蓋革計数器記录 γ 輻射时，得到的有效衰減系数等于 0.039 厘米$^{-1}$.

此方法經过检驗以后，就制造了野外閃爍仪器的实驗装置，在此仪器中，带有 NaI(Tl) 单晶的光电倍加管 ФЭУ 35 与使用晶体管 ПИ 的分压器和发射跟踪器一起装在直径为 44 毫米的壳子內. 利用晶体管輻射計 ТПРП[4] 的計数部分，(对其綫图只作了不大的改变)作为計数仪器. 晶体二极管作为积分甄別器. 閃爍仪器在野外的实驗中对各种土壤进行了土壤密度的测量(图 1)，并得出了满意的結果(参看表及图 2).

对于褐色粘土得到的結果最为符合，在此处伽瑪勘探可以按十的基綫进行，而当确定密度

1) 应当指出，利用伽瑪勘探方法测量在輸送管道中的矿浆或液体的密度是一个比較簡单的問題. 因为，首先，在测量过程中几何位置可以不变；其次，仪器在校准时所处于的条件可以和测量时相同；第三，能应用补偿綫路，从而可采用按照脉冲积分原理工作的仪器.

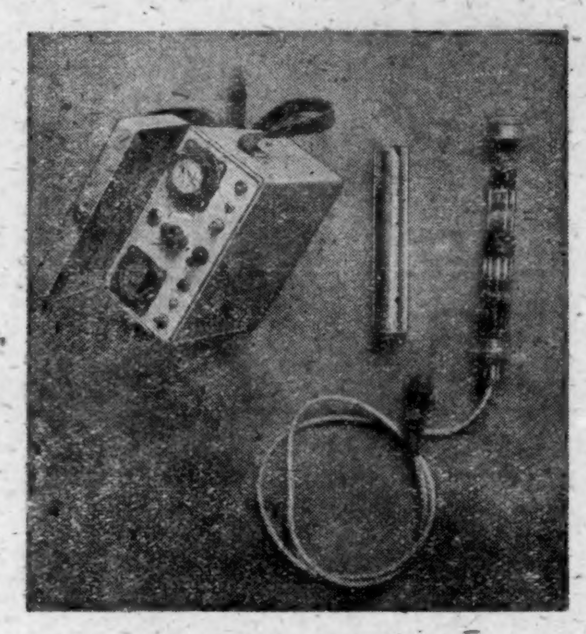


图 1　使用晶体管的野外閃爍計数仪器

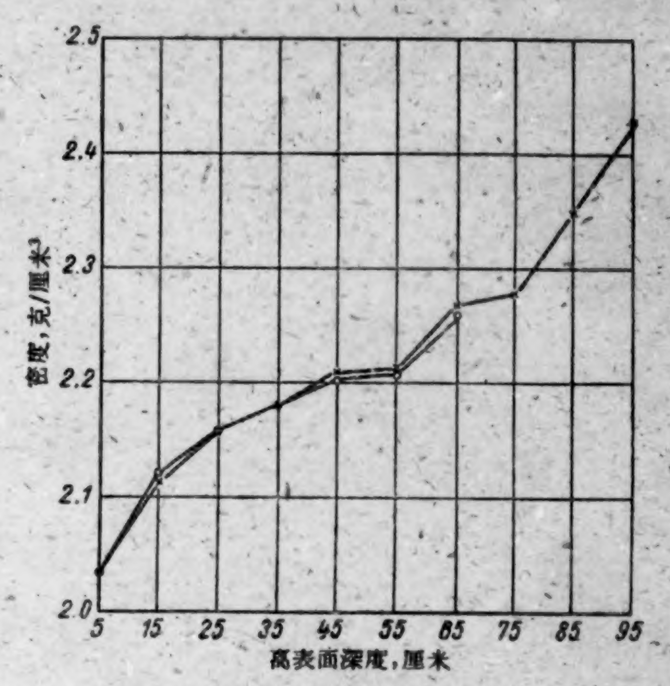


图 2　褐色粘土的密度测量方法
×——伽瑪勘探法；　○——切削圓柱体法。

用测量土壤密度的伽瑪勘探方法所进行的野外試驗

深度，厘米	密度 克/厘米³			
	中等粘土		低劣的泥炭	
	切削圓柱法	伽瑪勘探	切削圓柱法	伽瑪勘探
2	—	—	1.34±0.05	1.34±0.04
10	1.63±0.04	1.41±0.02	—	—
12	—	—	1.23±0.01	1.42±0.02
20	1.76±0.04	1.74±0.01	—	—
22	—	—	1.07±0.01	1.08±0.03
30	1.87±0.01	1.86±0.01	—	—
32	—	—	1.07±0.01	1.11±0.03
40	1.87±0.01	1.89±0.02	—	—
42	—	—	1.11±0.01	1.09±0.04
50	1.87±0.01	1.90±0.04	—	—
52	—	—	1.15±0.02	1.19±0.01
60	1.88±0.01	1.95±0.03	—	—
62	—	—	1.26±0.02	1.29±0.02

注：对于沙石的密度，利用切削圓柱法在深度为 10 厘米处测量的結果为 1.95±0.01 克/厘米³，而用伽瑪勘探法则为 1.97±0.01 克/厘米³。

时，对于加西斯基的鉆孔体积 200 厘米³ 作了 34 次重复的测量。对于其它的土壤，重复测量的次数大为減少。由于土壤的密度十分大在深度低于 65 厘米处，要用切削圓柱法对褐色粘土的密度进行测量是不可能的。在深度 10 厘米处测量粘土的密度时，以及在深度为 12 厘米处测量泥炭的密度时，結果的不一致是由于在第一种情况下有裂縫的存在，在第二种情况下有石头的存在而形成的，这样一来，利用切削圓柱法测量时导致粘土的密度过份大，而泥炭的密度变小。仪器的校准工作主要是在光电倍加管的电压給定的情况下找寻甄别电平与有效衰減系数之間的关系。

在計算密度时,对于土壤和水的衰減系数的差别是不考虑的. 能够指出,这种忽視会引起体积湿度的密度增长 1/10,当密度为 2.0 克/厘米^{3}和湿度为 30% 时,增长了 1.5%. 当精确的测量密度时,必須考虑土壤的湿度. 为了确定固态的体积重量,也必須知道湿度. 但是,当伽瑪勘探法和恆温比重法一起配合来測定湿度时, 伽瑪勘探的优点之一——灵活性就失掉了. 更有发展前途的是,把伽瑪勘探与利用同一孔道按中子方法测量体湿度的方案配合起来.

由此,閃爍計数器的使用就使得可以在野外条件下对土壤密度进行絕对測量,并且在伽瑪勘探方法的其它应用中,使用閃爍計数器也是有好处的.

作者感謝也米里雅諾夫 (В. А. Емельянов) 对結果进行了討論,彼特洛夫(Е. Г. Петров) 提供了宝貴的意見,伏洛达尔斯基 (В. Л. Володарский) 在建造仪器的实驗装置中 和測量时所給予的帮助.

校者注:在 1959 年,当編輯部收到本来信的同时,在美国的杂志上出現了类似的研究工作 (C. Van Bavel. Soil. Sci. 87, 50, 1959), 但是,在此报导中沒有关于伽瑪勘探法与其它任何方法相比較的数据.

家 悟譯

参 考 文 献

[1] Вомочил: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955). т. 12. М., Сельхозгиз, 1958, стр. 266.
[2] В. А. Дуранте и др.: Материалы к IV Международному конгрессу по механике грунтов и фундаментостроению. М., Изд-во АН СССР, 1957.
[3] А. А. Татарников: *Разведка и охрана недр*, № 4, 17 (1957).
[4] Г. Р. Гольбек, А. Н. Вяльшин: Тр. Всесоюзной научно-технической конференции по применению радиоактивных и стабильных изотопов и излучений в народном хозяйстве. Радиометрия и дозиметрия. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 220.

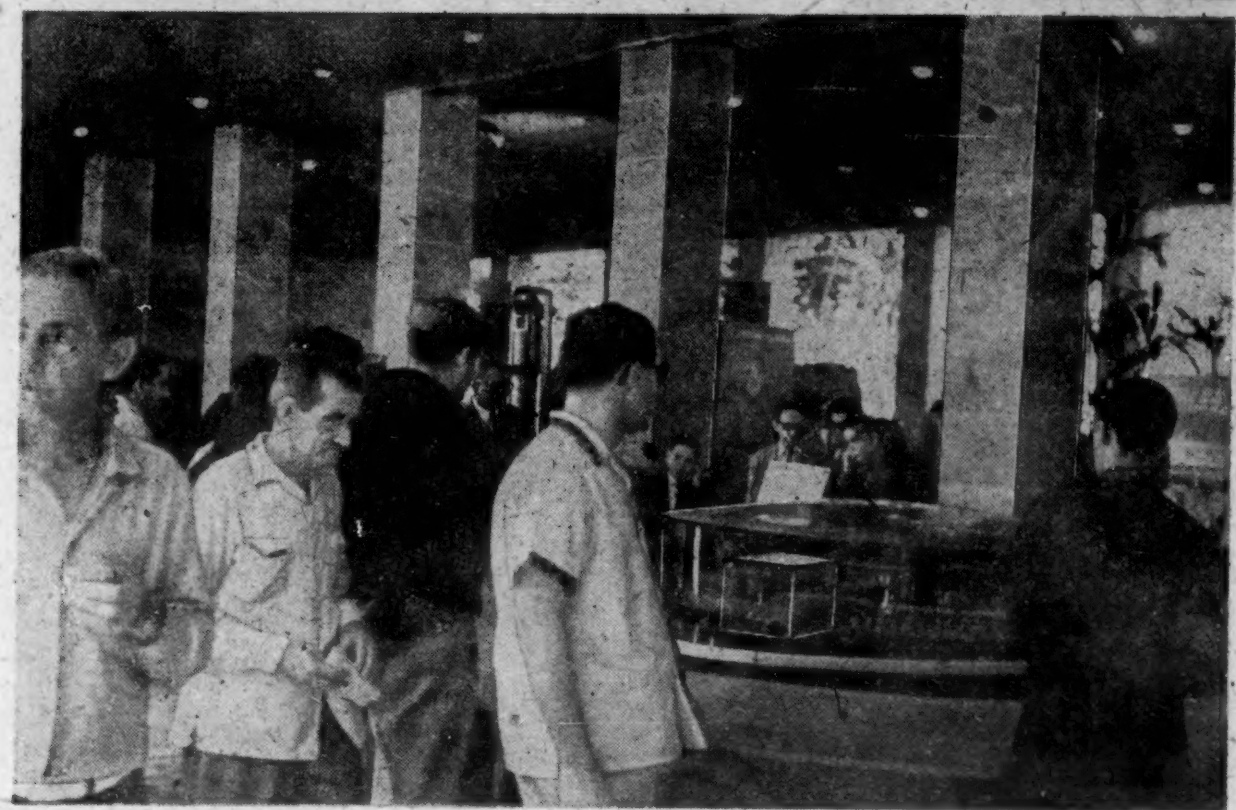
科 技 新 聞

哈瓦那苏联展覽会的原子能館

1960年2月苏联在哈瓦那(古巴)民族美术博物館举办了科学、文化和技术展覽会.

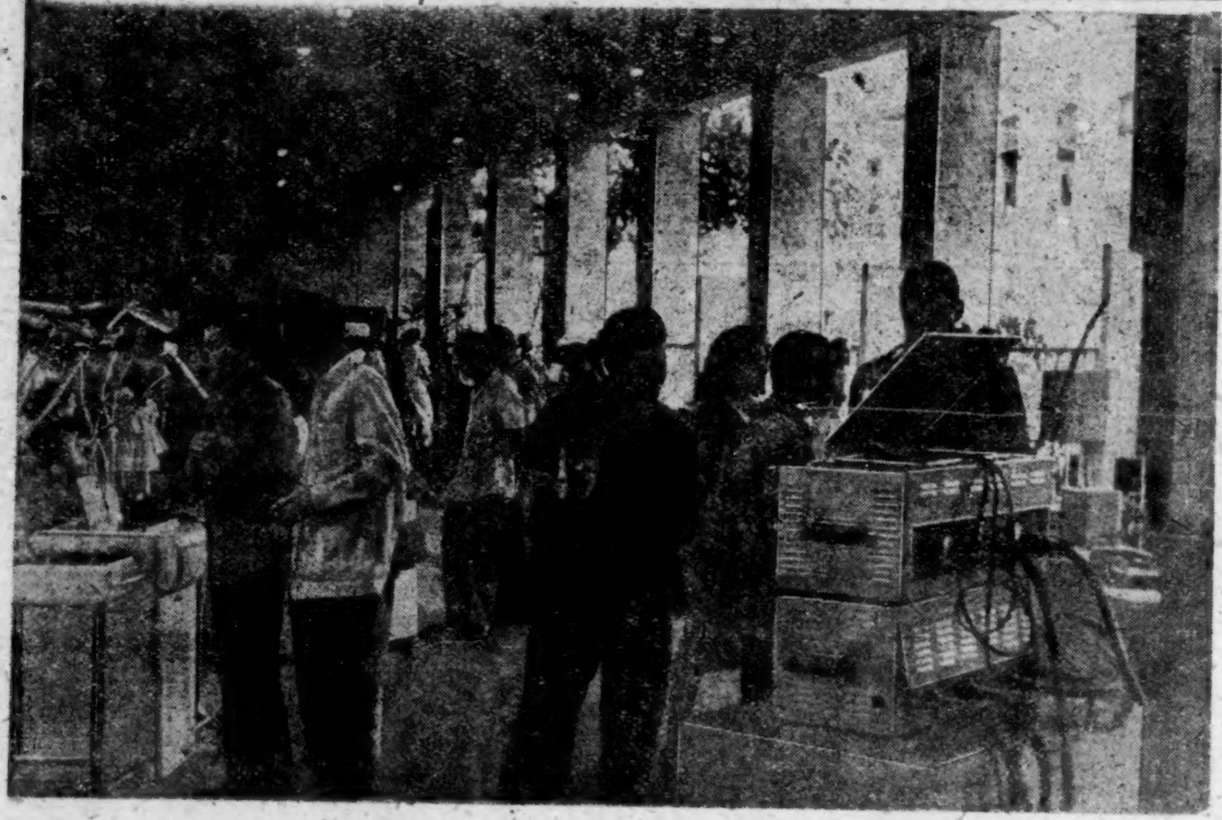
苏联部长会議第一副主席米高揚受苏联政府的委託举行了展覽会开幕典礼.





哈瓦那苏联展覽会大厅





哈瓦那苏联展覽会大厅

古巴首都的居民对苏联展覽会极感兴趣：每天都有4—5万人前来展覽会参观。

在"和平利用原子能"館各类展品和模型附近經常集有很多观众。

特別受羣众欢迎的是"列宁号"原子破冰船模型、世界上第一座原子能发电站模型、試驗性重水反应堆模型、苏联原子能发电站各种类型反应堆模型及热核研究用的"α"装置模型。

在展覽会原子能館还展出了在工业上应用同位素所采用的各种仪表(放射性計数器-检查器、差度計、錫层厚度測量器、鋼材厚度測量器)，在模型上表示出应用同位素来选测石油井的原理，在模型上还表示出熔炼生产和 γ- 探伤技术中同位素的应用原理。

在展覽会上还展有：100亿电子伏同步稳相加速器模型、迴旋加速器模型和靜电加速器模型。

参观过原子能館的所有古巴人民一致認为原子能应当只用于和平事业．苏联在这方面所作出的榜样使他們看到，和平利用原子能会給人类带来很大的幸福．古巴人民的这种意見不仅表現在言談里，而且还刊載在书籍評論中和报紙上．所有报紙都給予苏联展覽館以很高的評价．

科学、文化和技术展覽会帮助了古巴人民更好地了解苏联．

中国工业交通展覽会的原子能館

中国工业交通展覽会广泛地介紹了中华人民共和国在利用原子能方面的工作情况．并对原子能技术的四个方面：反应堆构造、加速器、放射性同位素的应用和仪表作了重点介紹．

在第一方面展出了光亮的塑料制研究用重水反应堆模型，模型上还表示出該堆用的各輔助間和实驗室．这个反应堆是中国科学院原子能研究所在苏联帮助下建成的．它于1958年7月投入运轉．目前，中国的专家們正在利用这个反应堆进行广泛的研究．用这个堆制备了很多放射性同位素，如Co^{60}、J^{131}、Fe^{59}．

在加速器技术方面展出了几个加速器模型：中国第一个迴旋加速器模型（这个加速器也是由苏联帮助建成，于1958年7月投入运轉的）、靜电加速器模型、电子感应加速器模型及高压发生器模型．

在展覽会上极其广泛地介紹了放射性同位素在中国国民經济中的应用．最近几年，在这方面曾取得了很大的成就．放射性同位素，特别是Co^{60} γ源，已經在工业、农业和医学上开始应用．許多工业企业利用同位素来进行探伤、测定熔炼炉炉底和炉壁的磨損情况以及它在伐木业和采矿工业方面的应用．曾确定，受γ照射过的或浸过溶有少量放射性同位素的溶液的种子能使幼芽早日出土、苗壮，并保証丰收．展覽会上还講述了有关农产品及食物通过放射性来杀害細菌和害虫的保存方法．

中国的医学家們正在广泛地应用同位素．展覽会上还展出了中国制造的用以治疗癌症的鈷炮．还講述了用同位素J^{131}診断和治疗高血压症和利用同位素P^{32}診断胸腺癌症和治疗皮肤病等．

在展覽会上还广泛地介紹了在原子核技术中应用的各类仪表．最近几年，在这些仪表中有很多是中国生产的．此外还展出了在工业、农业、医学、地质方面应用的大批計数器和輻射探測器以及用以检查生产过程的各种仪表（液面指示器、土壤湿度中子測量仪、計算瓶子和盒子的仪器）．

展覽会表明，解放十年来，中国在和平利用原子能方面取得了巨大的成就．

美国原子核物理学会和原子能工业家联合会的华盛頓会議

美国原子核物理学会和原子能工业家联合会1959年11月于华盛頓举行了会議[1]．出席会議的共1700人左右．部分会議是共同举行的，出席人一起听取了某些主要报告，彼特曼（Ф. Питтмэн）和約翰馬庫恩（Дж. Маккоун）作了关于原子核动力发展主要方向的报告．馬庫恩的报告談到原子能委員会过去一年的工作情况和将来的工作計划．馬庫恩在报告結束时宣布了原子能委員会对加浓鈾的价格政策和获得免稅权手續的修改事宜．

彼特曼关于根据八种不同类型反应堆所作的原子核动力发展前途的报告，系原子能委員会十年計划第二部分的摘录．彼特曼在报告中所作的結論仅基于現代的知識水平．在討論中沒有估計到装球形燃料的 TURRET 反应堆系統、LAMPRE 系統和带能譜跃迁的水系統等試驗結果所产生的結果．在对反应堆系統作經济分析时認为，負荷系数等于80%，固定費用等于14%，鈈貸款等于12美元/克．全部計算是按一座反应堆和一台汽輪装置作的．表（見下文）中所列系一些反应堆的經济数据．

除了这两篇主要报告而外，在会上还听取了美国和西欧原子能研究中心的研究原子能技术的协作計划說明，提高原子工业企业經济效率的途径和 RWR、EBWR、VBWR、SRE、OMRE 諸装置的运轉經驗等报告．

---

1) *Nucleonics*, **17**, No. 12, 17—23 (1959); *Nuclear Power*, **5**, No. 45, 111—116 (1960).

中南美国家原子核动力的发展

中南美大部分国家均已成立了原子能委员会，負責領导这方面的所有科学工作及鈾、钍两元素的开采和利用工作[1)]. 象玻利維亚、巴拉圭和危地馬拉之类的国家，在短期內原子能研究工作尚不能有很大的发展. 然而，目前它們正研究在医学和农业中应用放射性同位素的可能性. 某些国家由于地理特点和工业远离动力基地的关系，对原子核动力很感兴趣.

智利最主要的水力資源远离需要能量的中心——瓦尔帕来索省圣地亚哥地区和北部矿区. 若在北部地区建造功率約 20000 千瓦的小型原子能电站将是合算的. 这种可能性目前正在研究中[1].

烏拉圭沒有燃料資源，但由于河水流量不稳定，国內須要一些热电站，以便在枯水时补充水电站的不足. 目前，烏拉圭电站的总功率共为 32 万千瓦，而在未来的十年內，将增至 70 万千瓦[1]. 估計約有 20 万千瓦要靠原子能电站生产.

拉丁美洲其它許多国家大都拥有水力資源或石油. 不过象哥伦比亚、墨西哥、秘魯和古巴等国家已着手研究小型反应堆的經济价值. 估計这些国家可

1) 关于巴西和阿根廷的原子核动力装置請参看1960年8月份原子能杂志.

各种反应堆系統經济数据比較表

	PWR, 压力水堆	BWR, 沸水反应堆	BWRNS, 带蒸汽过热的沸水反应堆	OMR, 有机減速剂反应堆	SGR, 鈉-石墨反应堆	GCR, 气冷反应堆	D_2O-Nat.U, 天然鈾重水反应堆	FR, 快中子反应堆	AHR, 改进型均匀反应堆
装有各种反应堆的、电功率达30万千瓦的电站电价，厘/千瓦·小时*:									
具有现代工艺基础的电站:									
总的	9.28	9.61	无資料	11.45	11.22	10.36	12.50	13.25	无資料
基建部分	5.05	5.26	无資料	4.39	6.11	5.97	7.05	5.10	无資料
燃料部分	3.38	3.47	无資料	5.72	4.12	3.21	4.22	7.10	无資料
运轉部分	0.85	0.88	无資料	1.34	0.99	1.18	1.23	1.05	无資料
考虑到改进工艺过程的:									
总的	7.81	7.48	6.75	7.10	7.78	7.67	9.03	7.47	11.33
基建部分	4.40	4.31	3.88	3.65	4.92	4.09	6.49	4.43	6.38
燃料部分	2.56	2.29	1.99	2.11	1.92	2.80	1.31	1.99	2.12
运轉部分	0.85	0.81	无資料	1.34	0.94	0.78	1.23	1.05	2.83
改进工艺过程的科学研究工作价值，百万美元	20	20	4	40	82	100	80	160	75
原型及其价值	无需	BWR高比能反应堆，2500万美元	BWRNS反应堆原型，2000万美元	电功率75000千瓦的反应堆原型，3000万美元	电功率75000千瓦的SGR反应堆原型，5000万美元	无需	2台 D_2O-Nat.U反应堆原型，CVNPA反应堆除外，47500万美元	FR反应堆原型，“費尔米”反应堆除外，5500万美元	功率5000—10000千瓦的HRE-3反应堆，热功率11万千瓦的TBRE反应堆和电功率12万5000千瓦AHR反应堆原型，10000万美元
改进型电站开工建設的計划日期	最近	1964年底或1965年初	1965年以前	1965年	1965年底或1966年初	1966年以前	1967年或1968年	1968年或1969年	1970年或1971年

* 1 厘等于 0.001 美元.

能购置这类装置[1].

鈾矿的发现促使某些中南美国家原子核动力的发展. 不久前, 墨西哥国立原子能委員会宣布: 在全国各地发現了許多儲量巨大的鈾矿, 而其中主要的集中在契瓦烏和索納尔两州, 其儲量分別为~8000吨和2000余吨. 大規模勘察鈾矿的工作尙在进行中[2].

在秘魯拉-卡維希奥 (Ла-Конвенсион) 省曾发現了新的鈾矿. 鈾含量为5.8—9.2%. 目前还沒有关于儲量和品位的精确資料[3].

哥伦比亚也在进行鈾矿勘察工作. 在散坦德尔省曾发現矿床. 目前政府正在研究建設鈾加工厂的可能性[4].

不久前, 在智利卡基堡和阿塔卡馬两省发現了六处鈾矿[5,6].

在委內瑞拉(塔契拉省)也曾发現鈾矿. 化驗証明, 每吨矿石中鈾含量达70—120克[7].

委內瑞拉在获得放射性同位素和发展原子核动力方面采取了現实的步驟. 委美协定中規定, 美国原子能委員会将出售或借貸給委內瑞拉供研究性反应堆和动力反应堆用的燃料; 还規定出售800公斤鈾(加浓度为20%), 供卡拉卡斯附近的研究性反应堆和計划建造的材料試驗反应堆及三座电功率各为15000千瓦的沸騰动力反应堆用. 美国还将供应6公斤加浓度为90%的鈾, 供試驗性反应堆用[8]. 原子能研究中心已建成功率为3000千瓦的研究性游泳池型反应堆. 根据設計, 除了反应堆外, 还計划建造几个实驗室. 研究中心总的造价为540万美元[9-11].

在波多黎各正建造教学和研究用的原子核中心. 反应堆将建在馬亚古艾斯大学的农业和机械学院(島西部), 而教学中心将設在利奧-帕德拉斯. 原子核中心的教学大綱系根据波多黎各和其它拉丁美洲国家对医学、农业和技术专家的需要而編制的[12]. 原子核中心将建造两座反应堆. 第一座功率10瓦的均匀型反应堆已于1959年8月达到临界. 第二座功率1000千瓦的游泳池型反应堆拟于1960年建成. 今后該反应堆的功率将提高到5000千瓦[13,14].

1958年美国通用原子核工程公司为波多黎各研究了蒸汽过热的、电功率达15000千瓦的沸水反应堆[15].

目前, 英国"米特契耳工程"公司及美国"机器鑄造"公司正和古巴經济和社会开发銀行进行关于建造装有电功率22000千瓦的沸水反应堆的原子能电站的談判. 該电站将建在圣塔-留希亚(彼納尔-德里-利奧省), 拟于1961年以前竣工运轉. 据估計, 到1962年該电站的电价較之古巴境內热电站的电价只貴0.04分/千瓦·小时. 电站的反应堆装有非直接迴路和蒸汽火过热器, 与美国艾耳克河电站的反应堆相似. 所不同的是用石油代替普通煤作为过热燃料, 用装在不銹鋼外売中的、加浓至3%的二氧化鈾代替装在鋯外売中的鈾-鈈合金作为原子核燃料. 反应堆热功率为73100千瓦, 其中20%将用于石油蒸汽过热器.

反应堆电功率为22000千瓦, 将来計划提高到40000千瓦. 电站造价为640万美元[16].

墨西哥、烏拉圭、哥伦比亚和秘魯等国家也在进行科学研究工作. 譬如, 烏拉圭計划建造一座功率为100—500千瓦的研究性游泳池型反应堆, 以供蒙德維多大学原子能实驗室使用. 建造两座功率各为100千瓦的原子核反应堆的可能性也正在研究中[1].

墨西哥在研究建造原子核动力装置的同时, 在原子核物理方面也正进行着一系列的科学研究工作. 1952年在国立墨西哥大学建造了一台带电粒子能量达2百万电子伏的靜电加速器[17].

参考文献

[1] *Nucl. Power*, **4**, No. 33, 111 (1959).
[2] *Appl. Atomics*, No. **187**, 19 (1959).
[3] *Nucl. Engng*, **4**, No. 41, 366 (1959).
[4] *Appl. Atomics*, No. **87**, 2 (1957).
[5] *Mining J.*, **252**, May-annual, p. 203 (1959).
[6] *Mining J.*, **252**, No. 6480, 114 (1959).
[7] *Chem. Age*, **77**, No. 1957, 94 (1957).
[8] *Appl. Atomics*, No. 159, 3 (1959).
[9] *Chem. Age*, **77**, No. 1980, 1051 (1957).
[10] *Nucl. Power*, **2**, No. 19, 449 (1957).
[11] *Nucl. Engng.*, **4**, No. 37, 183 (1959).
[12] *New York Times*, **26**, September 1957.
[13] *Nucl. Engng*, **4**, No. 39, 277 (1959).
[14] *Nucl. Power*, **4**, No. 42, 84 (1959).
[15] *Appl. Atomics*, No. **171**, 5 (1959).
[16] *Nucleonics*, **17**, No. 9, 22 (1959).
[17] American Institute of Physics Handbook. New York, McGraw-Hill Handbooks, 1957.

供陆上和海上用的 OMR 反应堆

有机減速剂的 OMR 反应堆系英国政府选供商船用的两种原子核反应堆中的一种．OMR 反应堆还可用作小型电站的普通能源．

作为 OMR 反应堆中的減速剂和載热体的是联三苯(图 1)．

OMR 反应堆独特之处：基建和运轉費用低及安全．这說明該种反应堆不管是用在陆上还是水上，是有前途的．

結 构

估計，陆上装置的建造可能需要四年左右的时間，其基建費用約为 45 英磅/千瓦．电站面积，包括机修厂和行政办公楼，共为 2300 余平方米，工作人員共为 30 人．反应堆連續运轉时間为 11 个月．释热元件外壳的最高溫度为450℃；載热剂的出口溫度为340℃．蒸汽发生器中将产生压力为42个大气压、溫度为 327℃ 的蒸汽．

能承受 7 个絕对大气压的反应堆圓筒形外壳是用普通碳素鋼制造的，其高度为 854 厘米，直径 296 厘米，壁厚 2.2 厘米．外壳周围是能承受 4.2 計示大气压的最大压力（在蒸汽迴路和联三苯迴路同时破裂时）的密封套．

減速剂和燃料

減速剂中所产生的聚合物将在蒸餾釜中排出．在这里也将放出各种放射性粒子，它們有可能打到外壳业已破裂的释热元件的載热剂中．气体将在空气稀薄罐中排出．反应堆全功率工作时，每昼夜将分解 906 公斤左右的联三苯．

活性区是由 294 个元件組（每一元件組中有 19 根用氧化鈾和不銹鋼外壳制成的直径各为12.7毫米的燃料棒）組成．为了降低输送載热剂所需的功率，所有的元件組均装在鋁套或鋼套中，載热体的主流就是由其中流过．活性区的負荷共为 8 吨微浓縮氧化鈾．計划起先用加浓的同位素 U^{235}，将来用加浓的鈈．

安 全

OMR 反应堆将具有負溫度系数．操纵工作将借助插入反应堆底部的 19 根硼鋼棒来实现，这就使运料設备可以无所限制地分布在活性区上面．必要时，由鋼弹簧将硼鋼棒插入活性区停堆．

反应堆将备有小型輔助冷却器，以借助自然对流排除反应堆中的剩余热能．为了防止火災，采取

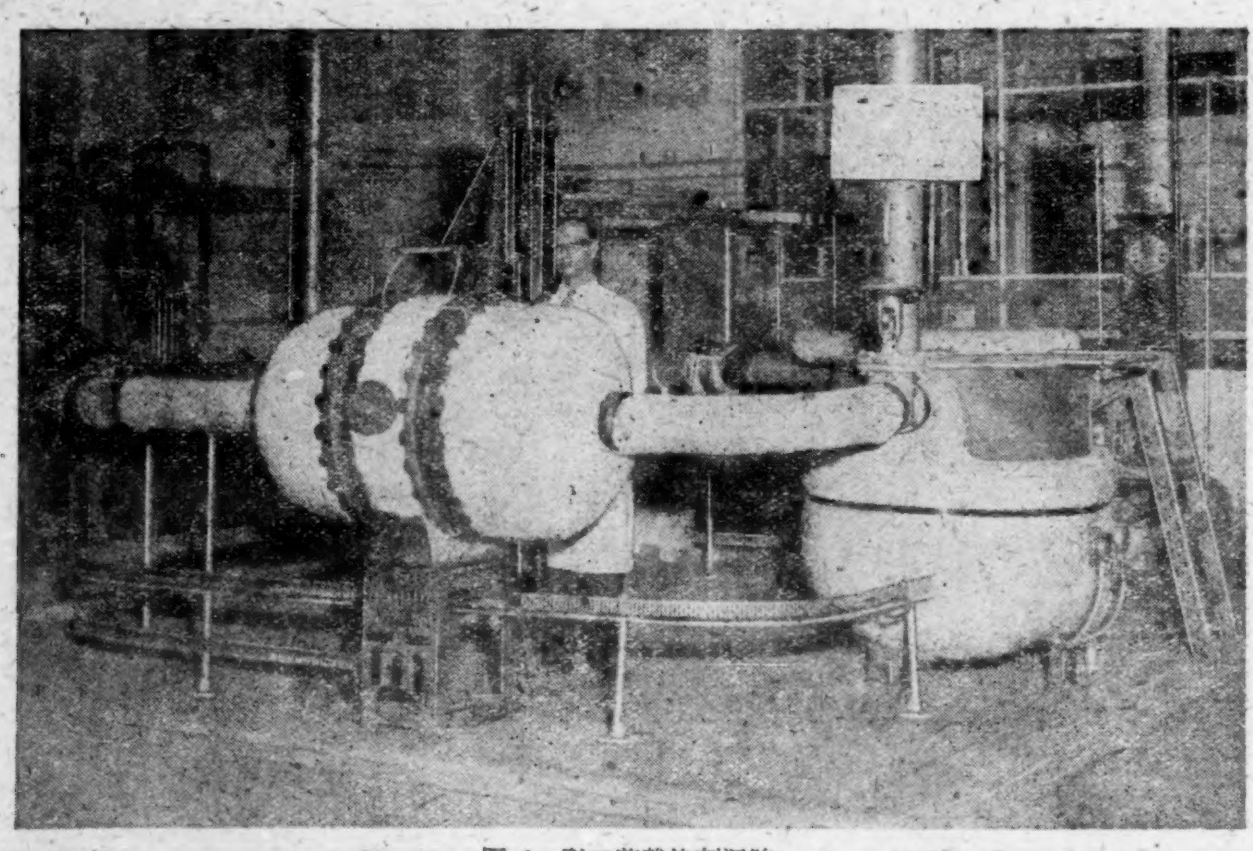


图 1 联三苯載热剂迴路

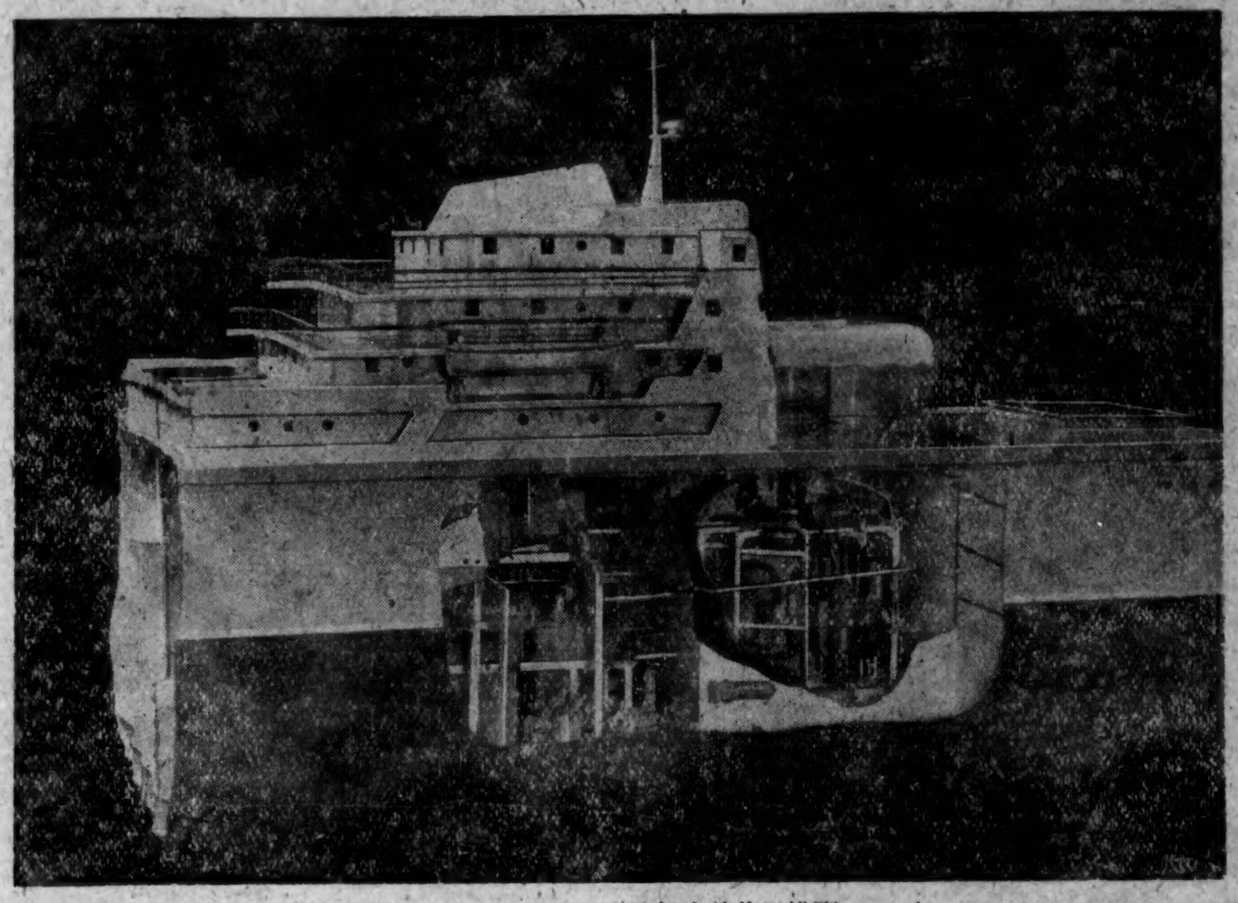


图 2　OMR 反应堆在輪船上的位置模型

了一特殊措施：往围繞反应堆的密封套中充一定量的、足以使空气中氧气的浓度低 15% 的氮气．在这种空气中，工作人員无需氧气瓶．

供輪船用的 OMR 反应堆

不久以前，曾研究了身长150—166米、速度18—22浬、航行于欧澳两洲之間的九种类型不同的輪船．研究結果表明，即使在 OMR 反应堆价值不变的条件下，原子船价値将比采用石油的普通輪船价值高40%，其中运轉費用仅略高一点(图 2)．在这里，利用这类輪船总的优点将高于利用普通輪船．

为了在成件运輸的貨船軸上获得 20000 匹馬力，OMR 反应堆的热功率应达到 64000 千瓦，活性区直径为 175 厘米，高为 150 厘米．反应堆負荷将为 7.9 吨的、用同位素 U^{235} 或鈈加浓度为 1.6—1.8% 的氧化鈾．活性区置放 294 个元件組(每个元件組包括 19 根燃料棒)(图 3)．反应堆中最大工作压力为 6.3 計示大气压，載热体出口溫度为 341℃．送入普通汽輪机中的蒸汽压力为 44.3 大气压，溫度为 327℃．反应堆全功率工作时，每昼夜应补充 880 公斤左右的联三苯．

OMR 反应堆的控制和調整与固定反应堆相似．反应堆功率将根据所需要的蒸汽量不同而改变．航行时，反应堆热功率由領航員确定．停港靠岸时，必須迅速地改变蒸汽消耗量．这时，反应堆可以按正常功率工作，而将多余的蒸汽排入小型废水冷却器．

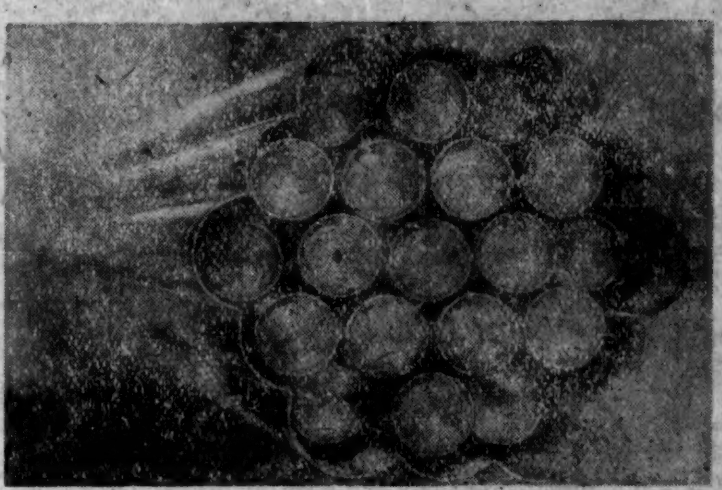


图 3　供輪船反应堆 OMR 用的、带不銹鋼外壳的释热元件組模型 (这种释热元件組經过液压和热力試驗)

假設商船 40% 的时間航行于海上，60% 的时間停泊于港內，則装一次原子核燃料約足够使用两年左右，而燃料的更换約需要两个星期的时間．

据估計，用OMR反应堆发动的、航速 20 浬、載重量 12000 吨的商船可以在 5—6 年的时間内建成．

賽利格曼(А. Селигман)

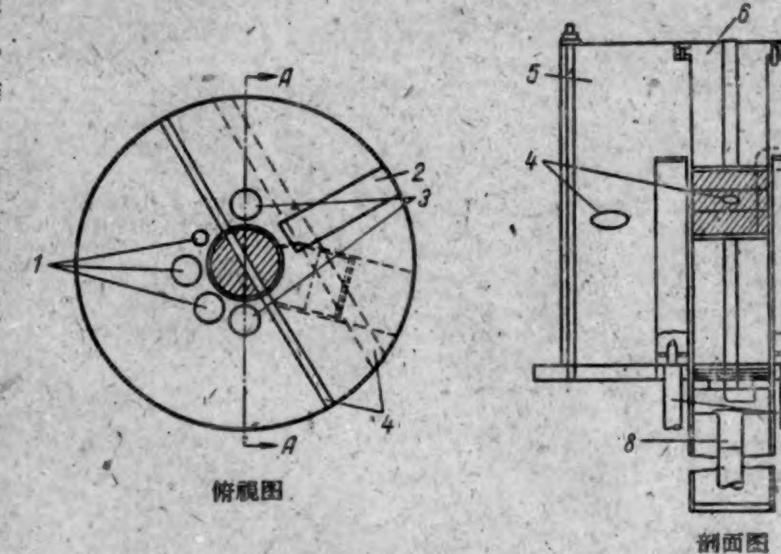
反应堆——中子源

1959年10月在阿貢国立实驗室里起动了一座反应堆(参看图)[1]，它是一个与美国建造快中子反应堆实驗工作有关的中子源.

反应堆的燃料是放在三个鎳盒內的高加浓鈾. 盒子一个放在一个上面，組成直径和高度各为12.5厘米的活性区. 反应堆的側面围有厚度为20厘米的貧化鈾作的反射层(再生层). 冷空气吹过活性区和反射层之間寬度为1.5毫米的縫隙.

反应堆的功率为1瓩，活性区中心的中子流为$6\cdot10^{11}$中子/厘米^2·秒，热柱上所获得的热中子流为10^8中子/厘米^2·秒.

采用以下两种方法来控制反应堆：移动5根貧化鈾棒和放下活性区的下部盒. 棒置放在再生层內.



反应堆的俯視图和剖面图

1——調节棒；2——引出中子束的孔；3——事故棒；4——实驗孔道；5——再生层；6——空气縫隙；7——事故棒的軸；8——带活性区活动部分的盒子用的軸.

在該反应堆上可以测量从30千伏到分裂能量的范围內的中子譜. 估計，还可以利用照輻箔的方法来进行中子能譜测量和放射性化学的研究工作.

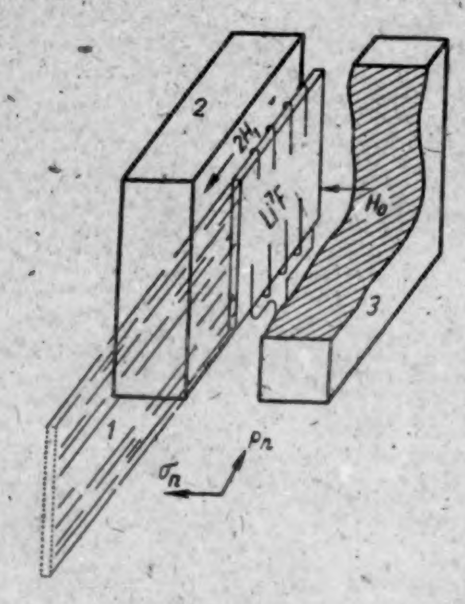
1) *Nucleonics*, 18, No. 2, 86 (1960).

Li^8 磁矩的測量

在一系列情况下，俘获被原子核所极化的热中子常常使得俘获了中子的原子核本身发生极化. 如果这种原子核接着就以β粒子的释放而衰变，那末后者飞出的方向与原子核的极化方向是不对称的[1,2]. 利用核磁共振方法把产生β粒子的原子核的极化去掉，并观察β輻射不对称性的消失，則能够测量核的g因子. 利用这种方法就有可能对一系列短寿命原子核的磁矩进行测量.

近来已发表了关于应用类似方法的第一篇报导[3]. 实驗示意图見附图. 极化中子束打到Li^7F晶体上. 当俘获中子时，所形成的原子核Li^8就以半衰期0.8秒而放出β粒子，这些粒子被两个塑料閃爍計数器記录下来. 由于β衰变的不对称性，計数器No.2計到的β粒子的数目比計数器No.1大10%.

在晶体上加了强度为$H_0 = 5418\pm1$奥斯特的靜磁場. 利用一組綫圈在同样的晶体上沿着与場H_0相交90°的方向加上脉冲式的磁場$2H_1$，其频率可在很大范围內变动. 当場的頻率与核Li^8磁矩在場H_0內的拉摩(Lamor)进动頻率相符时，核的极化退掉了，



实驗示意图

σ_n——中子极化方向；P_n——中子运动方向；1——极化中子束；2——β計数器No.1；3——β計数器No.2.

β 衰变的不对称性就消失．应特别注意到，在給定的实驗条件下，在每一給定时刻在晶体上总共只存在 20000 个 Li^8 原子核．

求得拉摩进动频率等于 3413±1 千赫芝，从此可知 Li^8 的 g 因子为 $0.8265\pm0.0004\ \mu_0/h$（μ_0 为核磁子）*，因为 Li^8 自旋等于 2[4]，則其磁矩为 $1.653\pm0.0008\ \mu_0$．

测量到的数值和中間耦合模型[5]相符合．

* 譯者註：h 为普耶克常数除以 2π，即 $h=1.05\times10^{-27}$ 尔格·秒．

家譯

参考文献

[1] M. Burgy et al.: *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **2**, 206 (1957).
[2] Ф. Л. Шапиро: *Усп. физ. наук*, **65**, вып. 1, 133 (1958).
[3] D. Connor: *Phys. Rev. Letters*, **3**, No. 9, 429 (1959).
[4] F. Ajzenberg-Selove, T. Lauritsen: *Nucl. Phys.*, **11**, 1 (1959).
[5] D. Kurath: *Phys. Rev. Letters*, **3**, No. 9, 431 (1959).

关于国外新近軋制鈾的工作

关于軋制生产鈾的工艺法的最新工作在設备說明书內有所敍述，并列举出鈾的一些压力加工参数，这些参数証明了生产技术和文化的高度水平[1,2]．

目前，主要是以軋制法来生产鈾棒和板．生产鈾棒可以采用直径 178 毫米长 1060 毫米的圆柱形坯（在 α 相鑄造和鍛造或者在 γ 相压制）．长达20米棒的預先軋制[2]，是在輥径 510 毫米的二輥可逆式預軋机上且主要传动速度在勻調控制下进行的．軋机的操纵是順序的．将該預軋机机架調节为17—25道工序，而每道压縮量为 4 至 20%．軋制前鑄錠的加热，通常在苏打和碳酸鋰或碳酸硼的混合物（在525—535℃ 熔化）的盐池中且在 α 相溫度范围內进行．

棒的最終軋制是在纵横輥按橢圓——圆順序更替的六机架連續式軋机上进行．軋机的每一机架各有独自的传动装置，用一多速的功率为 100—150 瓩的电动机传动．自最后一机架引出的速度可达76—120 米/分[1,2]．棒自最后一机架引出之后被切成若干段，做为下步热处理之用．

軋制鈾棒时，基本上采取下列三种形式的型孔：即橢圓——圆、哥德式（готический）——橢圓、方形——橢圆[3]．在表 1 和 2 中，列举了在实驗室研究下所采用的各种形式型孔的尺寸．

在图 1 和 2 中，列出了軋制鈾棒所用型孔的形状，以及型孔形状和压縮率对鈾棒硬度的影响．

文献[3]指出，再結晶在軋制过程中的产生，溫度不同則总压縮率也不同．在 500℃ 軋制的鈾中，当总压縮率大于 73% 时，随同晶粒的細化而产生显著的再結晶，在 600℃ 軋制时，当总压縮率大于23%就产生再結晶．

軋制板分做两步：即在預軋机机架上軋制板坯或毛坯及終軋[1]．

表 1　橢圓——圆型孔的尺寸

道序	型孔形状	尺寸，毫米			棒的面积，毫米²	每道压縮率，%	总压縮率，%
		H	L	S			
		坯	軋				
1	方形	—	—	21.5	405	—	—
2	,,	—	—	20.2	395	2.4	2.4
3	,,	—	—	19.1	345	12.7	14.8
4	,,	—	—	18.3	313	9.3	22.6
5	,,	—	—	17.1	271	13.4	33.1
6	,,	—	—	16.1	240	11.4	40.7
7	,,	—	—	15.1	215	10.4	46.3
8	,,	—	—	14.2	190	11.6	53.1
9	,,	—	—	13.5	172	9.1	57.5
10	,,	—	—	12.8	159	7.6	60.9
11	,,	—	—	12.4	140	11.9	65.7
		終	軋				
1	橢圓	9.6	19.2	—	110	21.4	21.4
2	方形	—	—	10.9	99	10.0	29.3
3	橢圓	9.0	6.5	—	92	9.1	34.3
4	圓形	—	10	—	77	16.4	45.0
5	橢圓	7	14	—	62	10.8	55.7
6	方形	—	—	7.4	55	11.3	60.7
7	橢圓	5.8	12	—	46	16.4	67.1
8	方形	—	—	6.2	41	10.9	70.7
9	橢圓	4.8	10	—	33	19.5	76.4
10	方形	—	—	5.2	30	9.1	78.5
11	橢圓	4.1	8.4	—	26	13.3	81.4
12	方形	—	—	4.7	24	7.7	82.8
13	橢圓	4.2	6.8	—	20	16.7	85.7
14	圓形	—	5	—	17	15.0	87.8

表 2 哥德式型孔的尺寸

道序	型孔形状	尺寸,毫米		棒的面积,毫米²	每道压缩率,%	总压缩率,%
		h	l			
坯轧						
1	哥德式	24	31.9	392	—	—
2	”	23.2	30.6	365	6.9	6.9
3	”	22.0	29.3	331	9.3	15.6
4	”	20.8	27.7	315	4.7	19.6
5	”	20.0	26.6	285	9.5	27.3
6	”	18.6	24.8	240	15.8	38.8
7	”	17.8	23.7	208	13.5	46.9
8	”	16.5	24.8	191	8.2	51.3
9	”	15.7	23.6	158	17.3	59.7
10	”	14.3	21.5	139	12.0	64.5
終轧						
1	”	3.1	19.7	113	18.7	18.7
2	”	12.1	17.7	95	15.9	32.1
3	”	11.3	16.9	83	12.6	40.0
4	圓形	—	10.2	79	4.8	43.0
5	”	—	10.0	77	1.3	44.4

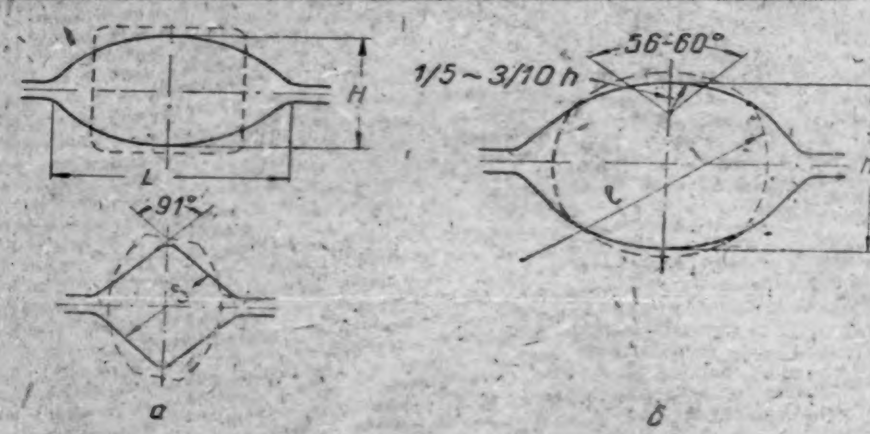


图 1 型 孔

a) 椭圓——圓; б) 哥德式型孔.

----棒; —— 型孔.

直徑 680 毫米、壁厚 67 毫米和高 610 毫米完整的鑄造圓筒或者厚度 67 毫米且面积大小为 60×60 厘米的板坯可以做为軋制的毛坯. 圓筒坯在軋制前被切成寬度为 204—228 毫米的小段.

在軋制前,坯經受酸洗或机械处理.

軋制板是在三輥式軋机上进行的,而軋机与五机架連續式精軋机位于一条綫上. 坯在三輥式軋机上共通过五次,每道压縮量由 4 至 32%. 为了破坏鑄态結构,那么按高度的总压縮率必需不低于60%. 軋制时坯翻复成90°. 当溫度 625°C 时,在三輥式軋机上进行軋制. 扁板經預軋机軋制后传送到連續式軋机,而在它的最后三个机架上进行尺寸形状的精軋,这时,压縮率变动范围由 34 到 8 %.

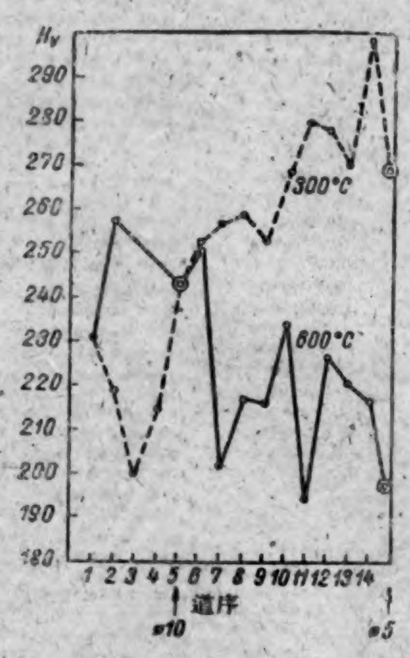


图 2 型孔形状和压縮率对軋制鈾的硬度的影响

●——方形; ○——椭圓形; ◎——圓形.

采用其他工艺过程来生产做为挤压成形用的板. 鑄造扁坯在 600—625°C 軋制成板,在 625°C 退火. 以后在油中加热到 300—325°C 进行热軋. 热軋之后根据工艺过程仍需进行下步处理: 1)在一个方向上热軋,压縮率为60%; 2)625°C退火; 3)在同方向热軋,压縮率为25%; 4)弯成 90° 和軋制,其压縮率为55%. 如此借軋制方向和未經退火的压縮率的配合以达到所要求的一切性能.

参 考 文 献

[1] J. Fellows: Доклад № 1433, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).

[2] C. Harrington, A. Ruchle: Uranium Production Technology. N. Y., Van Nostrand, 1959.

[3] M. Kawasaki et al.: Journal of the Atomic Energy Society of Japan, 1, No. 1, 19 (1959).

关于采用統計分析来普查鈾矿床的問題

近来，在普查勘探地質中采用統計法方面所做的尝試越来越多了。在这方面最引人注意的工作之一是美国地球化学家別依特斯[1]所做的統計分析，其目的是为了查明科罗拉多高原莫里森索尔特瓦什层中鈾矿石的成矿規律性和圈定鈾矿远景面积。

該分析只是根据 1944 年以前已知含鈾面积的地質研究資料进行的，这是为了把所取得的結論与 1944 年以后所进行的普查結果进行对比，以便确定利用数学統計法評价各个地区的可能性。

为了获得原始資料，編制了科罗拉多高原的等值綫图，其等值綫值如下：

1.距含矿物質可能搬运来源的距离；2.距最近侵入体的距离；3.布拉舍-別依新（Брашн-Бейсин）上复分层的厚度；4.索尔特瓦什砂岩含矿层位的厚度；5.莫里森建造下部的厚度；6.河床沉积层的厚度；7.河床沉积层与氾濫沉积层厚度的比例关系；8.河床沉积层厚度的平均偏差；9.含矿砂岩顆粒大小的平均平方差的对数；10.河床沉积层的厚度与莫里森建造下部总厚度之比例关系。

表 1　对索尔特瓦什层中矿石分布規律性的統計分析所选擇的因素

因　素	組			
	0	1	2	3
1.距搬运来源的距离，哩	0—150	150—200	200—250	250以上
2.距侵入体的距离，哩	0—30	30—60	60—90	90以上
3.布拉舍-別依新分层的厚度，呎	0	0—150	150—300	300以上
4.索尔特瓦什层的厚度，呎	0	0—200	200—400	400以上
5.莫里森建造下部的厚度，呎	0	0—200	200—400	400以上
6.河床沉积层的厚度，呎	0	0—150	150—300	300以上
7.河床沉积层与泛濫沉积层厚度的比例关系	0	0—1.5	1.5—3.0	3.0以上
8.河床沉积层厚度的平均偏差，%	0	0—10	10—20	20以上
9.顆粒大小的平均平方差的对数	0—1.0	1.0—1.1	1.1—1.2	1.2以上
10.河床沉积层在莫里森建造下部中所占的百分比	0	0—30	30—60	60以上

所列举的因素是根据科罗拉多高原矿石成因的三种主要假說选择的，这三种假說为：沉积同生說（因素 1），热液說（因素 2）和淋濾說（因素3—10）。說明每一因素的值分成四組（表 1）。

等值綫图均用座标网划分成方格，每一方格的纵横方向綫之长各为五哩。每一方格里都测定了这十个参数以及总金属儲量（短吨）。根据这些資料，将全部方格均分别列属下列各組：0 組（无儲量），1 組（0—100短吨），2 組（100—1000短吨），3 組（1000—10000短吨），4 組（>10000短吨）。根据测定結果編制了表格，并将每一儲量組的資料均列于表中。

下表（表 2）中所列数字为 4 組和 3 組所測得的結果。

表 2　具有不同地質特征的面积所占的比例（%）

因　素	4 組的总金属儲量				3 組的总金属儲量			
	因素組							
	3	2	1	0	3	2	1	0
1	2	3	4	5	6	7	8	9
距搬运来源的距离	33.3	50.0	16.7	—	3.7	92.6	3.7	—
距侵入体的距离	—	41.7	58.3	—	—	74.1	25.9	—
布拉舍-別依新分层的厚度	83.4	8.3	8.3	—	88.9	11.1	—	—
索尔特瓦什层的厚度	—	83.4	16.6	—	—	92.6	7.4	—
莫里森建造下部的厚度	—	100	—	—	—	100	—	—
河床沉积层的厚度	—	66.7	33.3	—	—	59.3	40.7	—
河床沉积层与泛濫沉积层厚度的比例关系	—	25.0	75.0	—	—	—	100	—
河床沉积层厚度平均偏差的百分比	8.3	33.3	58.4	—	8.7	74.1	22.2	—
顆粒大小的平均平方差的对数	8.3	—	41.6	50.0	11.1	7.4	25.9	55.6
河床沉积层在莫里森建造下部中所占的百分比	16.6	83.4	—	—	7.4	92.6	—	—

說明每一地質因素的值与金属儲量各組的对比方法如表 3 所示。每一垂直栏內的五个数字均为指

1) R. Bates. Econ. Geol., 54, No. 3, 449 (1959).

表 3 河床沉积层不同厚度的面积所占的比例(%)

儲量組	因素組			
	0	1	2	3
4 [5]	—	33.3[1]	66.7[5]	—[1,2]
3 [4]	—	40.7[2]	59.3[4]	—[2,1]
2 [3]	—	59.3[3]	37.0[3]	3.7[3]
1 [2]	—	66.7[5]	22.2[1]	11.1[5]
0 [1]	—	61.2[4]	29.2[2]	9.2[4]

數,由 1 (最小的值)至 5 (最大的值)(方括号內的数字). 对比系数按下式計算:

$$Q = 1.00 - \frac{6\sum_{i=1}^{n} d_i^2}{n(n^2-1)}$$

式中

Σd_i^2——儲量組的指数和与其相应的地質因素指数之間平方差的总合;

n——全部被测定项目的数量.

1 組对比系数的計算举例如下(見表 3):

儲量組的指数	5 4 3 2 1
第一因素組的指数	1 2 3 5 4
d_i	4 2 0 —3 —3
d_i^2	16 4 0 9 9

由此, $\Sigma d_i^2 = 38$. 将求得的值代入下式即得:

$$Q = 1.00 - \frac{6(38)}{5(25-1)} = 1.00 - 1.90 = -0.90.$$

各組和所有地質因素的对比系数計算結果列于表 4 中.

表 4 經过統計分析的地質因素对比系数

因素	組						
	0	1	2	3	0—1	1—2	2—3
1	2	3	4	5	6	7	8
距搬运来源的距离	—	0.30	0.40	0	—	—	0.70
距侵入体的距离	—	0.20	0.30	—	—	—	—
布拉舍-别依新分层的厚度	—	—	−0.70	0.80	—	—	—
河床沉积层的厚度	—	0.90	0.90	−0.80 −0.90	—	0.90 0.80	0.90
索尔特瓦什层的厚度	—	−0.30	0.80	−0.70	—	0.90	0.30
莫里森建造下部的厚度	—	0	0.90 1.00	−0.90 −0.80	—	0.80 0.90	—
河床沉积层与泛濫沉积厚度的比例关系	—	0	0	—	—	—	—
河床沉积层厚度的平均偏差	—	0.20	0	−0.10	—	0.10	−0.10
顆粒大小平均平方差的对数	0.50	0.50	−0.90	−0.10	1.00	−0.60	−1.00
河床沉积层在莫里森建造下部中所占的百分比	—	—	0.90 0.80	−0.60 −0.50	—	0.50 0.60	—

对确定了正或反比关系(Q等于10—0.9或—1.0——0.9)的因素經过了較詳細的分析,并划分了6—13組.結果确定,对鈾少化最有利的是下列范围:

河床沉积层的厚度,呎	100—400
索尔特瓦什层的厚度,呎	50—400
莫里森建造下部的厚度,呎	250以上
含小砂岩顆粒大小的平均平方差对数	小于1.1
河床沉积层在莫里森建造下部中所占的百分比	40→60

根据統計分析結果,圈出了許多可能含鈾的面积,然后,将 1944 年以后所发現的鈾矿床填到了图上,其中有 78% 左右的矿床是分布在所圈出的远景区范圍內.

簡 訊

澳大利亚 在拉基烏姆-赫尔(Радиум-хилл)矿产地750米深处,发現有质量高的鈾矿. 証实,在这个矿区的最深处含有鈾矿石.

奥地利 国际原子能事业局秘书长柯烏尔(Коул)宣布,1960年9月6—17日将在哥本哈根召开在科学和工业上应用放射性同位素的会議.估計,出席会議的有国际原子能事业局成員国的500多个科学家.

上一届放射性同位素大会是1957年9月在巴黎召开的. 当时的大会是由尤湼斯克(Юнеско)組織的. 哥本哈根大会是国际原子能事业局和尤湼斯克共同筹备的.

奥地利 成立了"奥地利原子核燃料"(Аустро-кематом Кербренштоф)新公司,它将进行原子核燃料的研究和制定奥地利发展原子核动力的計划.

阿根廷 估計,薩里特(Сальт)省的鈾矿儲藏量为20万吨,其氧化鈾的含量达0.1%. 估計,在本省将建造矿石加工工厂.

目前在門多薩,圣路易和拉里欧哈諸省的20万平方公里的面积上正在进行地質研究. 以上諸省的鈾矿儲藏量估計为30万吨.

阿根廷 在訥烏肯省正式发現拉普里麦尔(Лапримера)鈾矿.

巴西 原子能委員会正在研究在本国建造功率为15万瓩的原子能发电站的問題.

英国 估計,将开始建造一座快中子增殖反应堆,其热功率为80万瓩,电功率为20万瓩—30万瓩. 这个反应堆是唐宁改进型的反应堆. 为了供这一新型反应堆用,計划建造"斑馬"临界装置(零功率增殖反应堆的装置).

英国 在1957年因事故停堆的溫茨凱尔反应堆№2的鼓风机厂房里,将建造释热元件实驗室. 这个实驗室的設备,在一年左右将处理实驗性反应堆和动力反应堆的几千个释热元件. 在这个实驗室将进行一下工作:释热元件的表面观测和伦琴射綫照相检查,释热元件外壳沒有破坏的燃料棒的分类和提炼,燃料大小和密度的变化以及外壳和燃料棒的冶金研究. 释热元件的全部工作都利用机械手来进行. 实驗室的造价为1百万英鎊.

英国 估計,国內发展原子核动力的計划,将从600万瓩縮小到300—400万瓩.

計划建造在薩依祖耶尔(Сайзуелл)的英国第七个原子能发电站的功率将从原先預計的65万瓩降低到55万瓩. 估計,这个电站的造价为1亿7千万美元至1亿8千万美元. 計划1965年建成.

加拿大 "电气工业联合"公司签定了一个制造功率20万瓩的透平发电机的合同,以供正在休伦湖岸建造的加拿大第一个原子能发电站采用. 透平发电机的大概造价为4百万美元. 該电站将于1964年年底或者1965年年初投入生产.

加拿大 由于鐳淀港的鈾矿已开采竭尽,所以加拿大的这个老矿山将于1960年停止生产,但是,在美德韦尔羣島还将进行普查工作. "艾尔拉多矿冶精炼"公司于1960年为普查工作拨款50万美元.

美国 原子能委員会在原子核动力方面的十年工作計划里,确定了原子能发电站的經济生产电能的费用約为180—200百万美元.

可以預期,正如原子能委員会所指出,某些类型的原子核反应堆可以与美国一些普通燃料昂貴地区的一般动力装置相比.

目前原子能委員会和私人公司正在建造或者同意建造的不同类型的原子核动力装置共有25个. 这些装置应在1964年前运轉,其总功率約1百万瓩.

法国 在巴黎附近的方杰湼阿罗茲(Фонтене-о-Роз)建造一个根据"磁鏡"原理而制的热核实驗装置.

法国 在巴黎附近的核聚变实驗室設計了第一架质子显微鏡.

在这架新型的显微鏡上采用质子束,质子束与电子显微鏡的电子束相比具有一些缺点. 尽管电子波长很小,但是实际上还不能校正与孔径差有关的电子聚焦稜鏡. 必須把电子束源的孔径縮小到1/10角度这样就首先引起衍射誤差. 这些因素限制着电子显微鏡的分辨能力,在最好的情况下其分辨能力达6Å.

由于质子的质量相当大,质子束的理論光孔径要比电子束的孔径小二分之一还多. 电子的最小像差約为16Å,而质子的最小像差为1Å. 这些数据成为制造质子显微鏡的理論基础. 在理想的情况下,质子显微鏡的分辨能力要比电子显微鏡大六倍.

此装置基于电子靜电原理. 利用超高頻发生器来形成被电离氫的等离子体,当电压50万伏时质子

由等离子而加速，形成质子束．目前，获得的分辨能力为 20 Å．

法国 命名为別卡斯（Пегас）的游泳池型反应堆将由法国供給奕尼斯．

法屬赤道非洲 «Компании де майн дураниум де франсевил» 公司的經理里尼也里宣布，莫烏南地区（Габон）的鈾矿儲藏量为 2 千万吨，而鈾儲藏量为 4—5 千吨．1961年初在这个矿藏地将建成一个矿石加工厂．含有10—20%的富集氧化鈾将运至法国．

德意志联邦共和国 国内設計和建造的第一个研究性反应堆 FR-2（卡尔斯鲁厄）于 1960 年底达到临界状态．这个堆比原計划几乎推迟一年左右．反应堆起动日期的拖延是由于活性区某些另件制作得不好而作废所致．

新書介紹

最新文献

書籍和論文集

他們建造了原子破冰船

不久前，世界上第一艘苏联"列宁"号原子破冰船开始运轉了. 在題为"列宁"号原子破冰船是怎样建成的"[1] 一本篇幅不大的通俗讀物中詳尽地敍述了破冰船建造者的生活和船本身的試驗情况.

該书的优点在于，它系根据破冰船建造过程中的"最新形迹"由工程直接参加者写成的.

作者敍述了苏联决定建造原子破冰船的原因和目的，并将該船和普通破冰船作了比較.

原子破冰船的航程海域实际上是无限的. 它一次航行能遊遍北极或南极沿岸.

負責建造原子破冰船的列宁格勒海軍造船厂职工拥有建造各种船只的丰富經驗. 然而，建造原子破冰船須要解决許多复杂的技术問題，需要更加完善的工艺工程和新的劳动方法. 作者敍述了在造船过程中所产生的各种困难及其被克服的經过.

破冰船外壳是按新的光学方法划样的. 为了使破冰船外壳下水，苏联在造船实践中破天荒地采用了木質球状旋轉装置，从而节約了一百多万卢布.

作者介紹了破冰船結构、艙房分布和原子能发动机的結构及工作状况.

尽管如此，作者主要的注意力还是集中在人——破冰船建造者——的身上. 书中生动地描述了苏联原子破冰艦队初生子的建造者的劳动热情和生活貌目以及各生产队和工程技术人員在該船建造过程中所作的丰功伟績.

日內瓦半月 費德罗夫(Федоров В.)著. 莫斯科，原子能出版社. 1960年，80頁，1卢布15戈比.

本书系第二届和平利用原子能国际会議的参加者費德罗夫(Федоров В.)所著. 他向广大讀者介紹了会議所討論的各主要問題：苏美两国試图解决热核問題的途径；自世界上第一座苏联原子能电站运轉起，三年来世界上又出現了哪些原子能电站，与各国所举行的科学技术展覽会上有哪些展覽品等. 书中附有各种图表和照片.

鈾矿产地 康斯坦丁諾夫(Константинов М. М.)、庫利柯娃(Куликова Е. Я.)合著. 莫斯科，原子能出版社. 1960年，306頁，15卢布20戈比.

书中系統地介紹了世界各国的鈾矿产地和鈾矿，論述了地質結构和矿床成因的基本特征，以及南北美、欧亚非五大洲各国的鈾矿产地和含鈾量. 书中还引述了关于鈾矿形成理論状态、地壳中鈾分布的基本規律、鈾矿产地、有效品位和世界各国原料基地的状况等資料.

本书适用于科学研究人員、工程技术人員和經济工作人員. 对于相应专业的大专师生，它也是有益的讀物.

輻射医学 (大夫和大专学生的参考資料)布尔納扎(Бурназян А. И.)、列別金斯基(Лебединский А. В.)合編. 莫斯科，原子能出版社. 1960年，314頁，11卢布60戈比.

本书系統地論述了輻射生物学和輻射医学的基础，研究了輻射对生物机体的各种作用机能、人体和生物各种射綫病的发病原理、临床診断和治疗，特别还研究了因放射性物質进入机体而引起的射綫损伤. 有一章是专門討論物理学和剂量学問題.

本书材料精确，語言浅显，不仅可以作为大夫和大专学生日用手册，而且还可作为从事輻射防护工作的工程技术人員的参考資料.

偏心式旋轉离尘器中气溶胶的离心作用 普列契斯吉斯基(Пречистенский С. А.)著. 莫斯科，原子能出版社. 1960年，144頁，4卢布20戈比.

本书研究了新型偏心式旋轉离塵器中气溶胶离心作用的理論基础，闡述了結构問題，列举了各种工艺过程的試驗数据. 該书适用于从事气溶胶分离工作的工程設計人員和研究人員.

关于物理学、机械学和应用数学的現代外国文

---

1) "列宁"号原子破冰船是怎样建成的. 列宁格勒，造船工业出版社. 1959年，64頁，1卢布25戈比. 契尔諾烏斯卡.

献 古赛夫(Гусев А. А.)著. 莫斯科,原子能出版社. 1959年,72頁,2卢布30戈比.

本书对1952—1958年期間外国出版的关于物理学、机械学和应用数学等方面的书籍作了极簡要的論述和推荐.

在其它书籍中还研究了原子核物理和反应堆物理、原子核工程方面的专题文集,以及有关該項科学技术方面的各种通俗讀物、外語字典和辞典等.

中子徒迁理論(譯自英文) 德維逊(Дэвисон Б.)著. 莫斯科,原子能出版社. 1960年,400頁,24卢布80戈比.

本书中系統地敍述了目前外国用以解决中子在各种介質中扩散問題的諸类方法.

第一部分論述了中子动能方程式的解,并研究了它的最一般特性.

第二部分論述了描写单能中子徒迁的动能方程式的解.

第三部分研究了中子空間能量分布問題.

第四部分研究了中子不断减速問題.

在計算各种反应堆时,在解决有关中子徒迁的中子物理問題时,以及在研究某些天文物理問題时,可以运用本书中所敍述的方法. 其中某些方法是首次公布,某些方法以往虽已公布,但不够完整.

本书适用于业已掌握数学物理方法基础的讀者、从事原子核物理和原子核动力工作的工程师和物理专家,以及相应专业的研究生和大學生.

輻射防护技术中的混凝土(譯自德文) 艾盖尔(Егер Т.)著. 莫斯科,原子能出版社. 1960年,92頁,4卢布.

本书系作者于1957—1958年期間在"原子核动力"杂志上所发表的数篇論文汇編. 书中大部分論文是关于輻射与物質相互作用的原則性問題和各种几何形态防护层的計算問題. 为了說明防护层的計算方法,作者通常引用混凝土防护层的計算例子.

书中还收集了大量的防护混凝土的具体資料,不仅列述了混凝土的成分、特性及其制备方法,而且还举出若干計算混凝土防护层和热应力的例子. 书中詳尽地論述了用混凝土作防护层的各种特点等等.

該論文集有益于从事原子核反应堆防护工作的专家.

热室及其設备 美国第六屆热室会議資料(譯自英文)技术科学副博士普拉夫久克(Н. Ф. Правдюк)和亚柯夫列夫(Г. Н. Яковлев)合編. 莫斯科,原子能出版社. 1960年,338頁,15卢布10戈比.

本书中包括在美国第六屆热室会議(1958年3月19—21日召开)上提出的44篇报告,其中大部分报告是論述美国的热室,仅寥寥几篇談到西欧研究中心的热室. 对各种設备作了极为广泛的研究.

本书論述清楚,可供广大工程技术人員、金相专家、化学专家和生物专家閱讀.

Nuclear Ship Propulsion(原子船) Crouch H. 著. Cambridge, Cornell Maritime Press. 1960年,374頁.

利用原子能发动远洋輪船事业的迅速发展已成为当代举世矚目的事实. 本书的任务就在于宣传利用原子远洋輪船的优越性.

若按敍述的性質,本书属于通俗讀物之列,但是,它同时又是外国出版的、第一本系統地論述关于在輪船上利用原子能的专題文集. 在外国科学技术杂志中,关于这一問題目前正进行着相当广泛的討論. 作者利用了已发表的資料,同时特別注意已形成的和提出的各种明显的論点,并通过描述最适宜在輪船原子动力方面应用的現有各种反应堆和对业已設計的原子船經济研究的結果加以証实.

作者詳細地描述了美国第一艘客貨輪"薩瓦納"号. 該船拟于1960年六七月間建成. 在討論于輪船上利用原子能的各种观点过程中,作者不止一次地引用了該船的資料.

由于本书目的在于扩大对輪船原子动力感兴趣的讀者范围,书中列举了某些有关外国客貨輪的有趣的資料. 为了說明原子船的潛在优越性,作者对原子船和航行于欧美之間的最大客船作了比較. 总的說来,作者对于原子船在商业上是否合算問題給以很大的注意.

本书对于原子核反应堆物理、反应堆計算方法、結构材料和原子核燃料等問題作了一般性敍述.

在討論由反应堆中释放出的热能变成电能的循环时,作者贊成采用在反应堆中受热的气体直接在气輪机中利用的循环. 作者认为,对于在輪船上利用而言,这种原子动力装置是最有前途的.

本书的优点在于其中研究了利用原子船的許多主要論点. 譬如,书中闡述了輪船反应堆的輻射防护、生物安全、燃料装卸和供应,以及原子船在港内运动等問題. 虽然对这些問題的敍述极为一般,但它們足以使讀者对原子客貨船运轉的这个专門問題有一相当清晰的了解.

沒有对世界上第一艘現行的民用原子船——苏联"列宁"号原子破冰船作任何描写,虽然有关該船在文献中已有相当詳細的敍述,这是本书的缺点,从

而使本书减色不小，残缺不全。作者在描述反应堆的假想結构綫路和燃料迴路时着墨过多，亦可認为是作者的失笔之处。

本书装璜精致，論述清楚。总的説来，对于广大讀者，特别是对于与海上运輸有关的讀者而言，它是一本有益的讀物。

外国原子技术　№ 5（1960）.

論文集的第一篇文章是評論，它簡略地論述了1959年度世界各国在发展原子核动力方面所进行的工作。第二篇文章是关于英国正在建造的某座最大的原子能电站。

第三、四两篇文章是关于原子核反应堆在火箭中的利用問題。文中研究了作为地球人造卫星电源用的精密装置 SNAP-11，列举了带原子核发动机的火箭的各种数据，并对化学燃料火箭、鈾燃料火箭和鈈燃料火箭的各种指标作了比較。

第五篇文章描述了国立阿貢实驗室制备鈈释热元件的实驗工厂。

卡恩利（Р. Коннэлли）的文章描述了供鈾溶液实驗室分析用的γ射綫吸收检测器。該仪表的特点是检測精度高。

密斯列尔（Р. Меслер）在文章中提出：借助他所提出的图表，能簡便而快速地估計出中子活化程度。該篇論文具有实践意义。

本集最后一篇文章扼要地叙述了对氚穿透聚氯乙烯防护外衣研究的結果。所获得的資料可供确定在氚染污的空气中若身着防护外衣允許逗留的时間。

期　刊　論　文

I. ФИЗИКА ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

Докл. АН СССР, 130, № 2 (1960)

Церковников Ю. А., 295—298. К вопросу о конвекционной неустойчивости плазмы.

Ж. техн. физ., XXX, вып. 1 (1960)

Денисов С. Г. и др., 31—36. Исследование распределения электронов в вакуумной камере бетатрона.

Михеева Г. Ф., Чернов Н. Н., 37—40. Стабилизация интенсивности γ-излучения бетатронов и синхротронов.

Пивовар Л. И. и др., 74—81. Компактный электростатический ускоритель на 1.5 *Мэв*.

Воскобойников Г. М., 90—95. К вопросу о точности и границах применимости диффузионного приближения решения задач о распространении γ-лучей.

Ж. эксперим. и теор. физ., 38, вып. 1 (1960)

Загороднов О. Г. и др., 7—9. Об отражении электромагнитных волн от плазмы, движущейся в волноводах медленных волн.

Фогель Я. М. и др., 26—32. Захват и потеря электрона при столкновениях быстрых атомов Не, В, и F с молекулами газов.

Флеров Г. Н. и др., 82—94. Опыты по получению 102-го элемента.

Струтинский В. М., 122—133. Возбуждение вибрационных уровней и кулоновское возбуждение при α-распаде.

Некрасов Ф. М., 233—238. К нелинейной теории стационарных процессов в электронной плазме.

Тарантин Н. И., 250—252. Конкуренция между процессами испарения нейтронов и деления в реакциях взаимодействия многозарядных ионов с тяжелыми ядрами.

Степанов К. Н., 265—267. О циклотронном поглощении электромагнитных волн в плазме.

Обухов А. И., 271—274. Об асимметрии деления ядер урана при высоких энергиях протонов.

Власов Н. А. и др., 280—282. Реакция (*d*,*t*) на средних и тяжелых ядрах.

Лейпунский О. И., 302—304. О возможном магнитном эффекте при высотных взрывах атомных бомб.

Учен. зап. Тартуского ун-та, вып. 74 (1959)

Лембра Ю. Я., 96—99. К выбору параметров секторного циклотрона.

Лембра Ю. Я., 100—111. Вывод приближенной формулы для Q в секторном циклотроне.

Электричество, № 1 (1960)

Гашев М. А. и др., 6—10. Система питания электромагнита синхрофазотрона Объединенного института ядерных исследований.

Amer. J. Phys., 27, № 9 (1960)

Livingston M., 626—629. Развитие ускорителей заряженных частиц.

Energia Nucl., 7, N. 1 (1960)

Fasana A., 1—10. Метод измерения продольной поляризации β-частиц и круговая поляризация γ-излучения.

Bacchella G., 11—22. Современное состояние и перспективы развития дифракции нейтронов.

Felcher G. et al., 31—38. Абсолютная калибровка (Ra—Be)-источника нейтронов.

Helv. phys. acta, XXXII, № 6/7 (1959)

Chauvy D., Rossel J., 481—485. Спектр люминесценции CsI.

Industries Atomiques, III, № 11—12 (1959)

Béné G., 37—51. Определение ядерных моментов.

Kerntechnik, 2, H. 1 (1960)

Kamke D., 15—19. Каскадный ускоритель. II. Ионные источники.

Nucl. Energy, 14, № 141 (1960)

Wilkins J., Egginton A., 57—61. «Нимрод»—британский синхрофазотрон на 7 *Бэв.*

Nucl. Sci. and Engng, 6, № 5 (1960)

Gunst S., 376—378. Реактивность Np^{239} в облученной двуокиси природного урана.

Bigham C., 379—385. Температурная зависимость сечений деления Pu^{239}, U^{235} и U^{233}.

Safford G. et al., 433—440. Точное определение полного сечения урана-235 в интервале энергий от 0,000818 до 0,0818 *эв.*

Arnold W., 456—457. Возраст нейтронов в смесях $D_2O—H_2O$.

Hansen R. et al., 458—460. Некоторые вопросы исследования смесей воды и окислов урана.

II. ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА

Изв. АН СССР. Отд. техн. наук. Энергетика и автоматика, № 6 (1959)

— — 196—197. Член-корреспондент АН СССР. Н. А. Доллежаль (Специалист в области атомной энергетики. К 60-летию со дня рождения).

Инж.-физ. ж., 2, № 12 (1959)

Коченов И. С., 64—67. К тепловому расчету рабочего канала ядерного реактора.

Мучник Л. Н., 105—109. Упрощенный метод теплового расчета реактора с водой под давлением.

Природа, № 12 (1959)

Климов Ю. И., 35—40. Атомный ледокол.

Atomkernenergie, 5, H. 1(1960)

Balz W., Schwarzwälder R., 1—6. Расчет циркуляции теплоносителя в кипящем реакторе. II.

Angelopoulos M., 7—9. Определение с помощью многогрупповой теории критического состояния цилиндрического гетерогенного реактора без отражателя.

Kattwinkel W., 9—13. Вычисление потока быстрых и тепловых нейтронов, возникающих на поверхности цилиндрических контейнеров вследствие индуцируемой в воде радиоактивности N^{17}.

Jaeger T., 15—18. Защитные оболочки энергетических реакторов.

Bühler H., Schmidt F., 18—22. Теплопередача от нагретых твердых тел жидкостям с образованием пара и учетом условий течения.

Atompraxis, 6, H. 1(1960)

Smets H., 1—3. Передаточная функция реакторов с бериллиевым замедлителем.

Schludi H., 3—7. Исследование реактора с тяжеловодным замедлителем и теплоносителем и тяжеловодного реактора с теплоносителем CO_2.

Atomwirtschaft, 5, H. 1 (1960)

Hepburn W., Specht D., 9—13. Сравнительная оценка четырех типов реакторов с точки зрения применения их на судах.

Hardung-Hardung H., 14—16. Проблемы использования горючего в судовых ядерных реакторах.

Ende W., 17—21. Проектирование и сооружение исследовательских реакторов.

Kourim G., 22—27. Влияние температуры на динамику реактора. (II).

Energia Nucl., 7, N. 1 (1960)

Lo Surdo C., 39—52. Использование метода сферических гармоник при групповом исследовании уравнения переноса.

Industries Atomiques, III, № 11—12 (1959)

Lasareff V., 75—78. Требования, предъявляемые к расположению атомных электростанций.

Sevette P., 79—85. Роль атомной энергии в энергетическом балансе будущего.

— — 88—91. Ядерный реактор в Халлене.

Jaderná Energie, 6, № 2 (1960)

Servit R., 37—45. Реакторные баки высокого давления из предварительно напряженного бетона.

Vorlicek J., Seifert V., 46—49. Коррозийная устойчивость металлов в органических теплоносителях.

Elemark J., Panýr M., 50—52. Тяжелые и гидратные бетоны. Их состав и применение.

Kernenergie, 3, H. 1 (1960)

Meyer K., Griepentrog E., 1—13. Схема расчета выгорания в тепловых реакторах с жестким спектром. III.

Margulowa T., 23—37. Теплотехнические методы рациональной организации водного режима атомных электростанций.

Nucl. Energy, 14, № 141 (1960)

— — 62—64. Усовершенствованные системы водяных реакторов. II.

Bowden A., Drumm J., 69—73. Проектирование больших газопроводов.

Lottes P. et al., 74—77. Экспериментальное изучение естественной циркуляции воды в кипящем реакторе.

Nucl. Engng, 5, № 45 (1960)

Campbell K., 53—57. Опыт эксплуатации реактора с органическим замедлителем.

Wyatt O., 64—66. Тепловыделяющие элементы для реакторов с органическим замедлителем.

Weisner E., 68—71. Конструкция реактора с органическим замедлителем в г. Пикуа.

Berman R., 72—74. Экономика больших реакторов с органическим замедлителем.

Nucl. Power, 5, № 46 (1959)

Lockett G., Huddle R., 112—117. Разработка и конструирование высокотемпературного реактора «Драгон» с газовым охлаждением.

Nucl. Power, 5, № 46 (1960)

Hillier M., 128—130. Термические напряжения в элементах реактора, вызываемые γ-излучением.

Spinney K., 134—137. Расчет защиты ядерного реактора.

Nucl. Sci. and Engng, 6, № 5 (1960)

Schechter R., Wissler E., 371—375. Теплопере-

дача к пластмассе в ламинарном потоке через кольцевые трубы с внутренним источником тепла.

George R., 409—413. Упрощенное моделирование энергетической установки с ядерным реактором.

Velez C., 414—419. Автокорреляционные функции счета в ядерных реакторах.

Wigner E., 420—432. Новые идеи в реакторостроении.

Stoughton R. et al., 441—447. Эффективная энергия кадмиевой границы.

Moore M., 448—452. Передаточная функция колебаний мощности в реакторе.

Gelbard E., Pearson J., 453—455. Разделение пространственного и энергетического изменений потока тепловых нейтронов в диффузионной среде.

Hasnain S., Murray R., 455—456. Пригодность β-метода для анализа цикла горючего.

Bigham C., Pearce R., 457—458. Спектр замедления нейтронов в гетерогенном реакторе.

Nucl. Sci. and Engng, 6, № 6 (1959)

Corben H., 461—465. Передаточная функция реактора нулевой мощности.

Stone R., Slovacek R., 466—474. Измерения спектров нейтронов.

Kofink W., 475—486. Полное решение уравнения Больцмана в цилиндрической геометрии методом сферических гармоник для случая движения нейтронов в гомогенной среде.

Gardner G., 487—492. Ударный захват осколков деления частицами суспензии ThO_2.

Foderaro A., 514—524. Использование последовательных приближений для определения групповых лапласианов в многогрупповом решении кинетического уравнения.

Uhrig R., 530—532. Измерения материального параметра в подкритической сборке.

Holzer F., Crouch M., 545—553. Эксперименты по определению среднего времени жизни тепловых нейтронов.

Nucleonics, 18, № 2 (1960)

Ergen W., 60, 62—63. О сроках внедрения расширенного воспроизводства ядерного горючего.

Zebroski E., 61—66, 87. Экономические предпосылки расширенного воспроизводства ядерного горючего.

Dickey D., McEwen J., 88, 90, 92—95. Применение счетной линейки для вычисления накопления ксенона.

Ruhl H., 96. Перегрузка горячей сборки при внутрикотловых испытаниях.

Nukleonik, 2, H. 1, (1960)

Matthes W., 21—30. Определение методом Монте-Карло фермиевского возраста нейтронов и коэффициента утечки для гетерогенного водного реактора.

Blässer G., 31—36. Резонансный захват нейтронов при расположении тепловыделяющих элементов в сложных сборках.

Hecht K., 37—38. Опыты на модели загрязнения ксеноном ядерных реакторов.

Dušek H., 38—39. Критерий для определения реакторных областей с положительным и отрицательным коэффициентами пустоты.

III. ЯДЕРНОЕ ГОРЮЧЕЕ И МАТЕРИАЛЫ

Геол. рудн. месторождений, № 6 (1959)

Бетехтин А. Г., 5—26. Об экзогенных процессах образования урановых месторождений.

Данчев В. И. и др., 27—38. Об урановом оруденении в карбонатных осадочных породах.

Пелымский Г. А., 39—51. О влиянии вмещающих пород на процессы рудоотложения в гидротермальных месторождениях урана.

Докл. АН СССР, 129, № 5 (1959)

Старик И. Е. и др., 1142—1145. Распределение радиоэлементов в осадках Черного моря.

Ж. неорганич. хим., 4, вып. 12 (1959)

Гельман А. Д., Зайцев Л. М., 2688—2696. Простые и комплексные карбонатные соединения плутония (IV).

Клыгин А. Е. и др., 2766—2771. Растворимость в аммиаке и соляной кислоте этилендиаминтетрауксусной кислоты и взаимодействие ее с ураном (IV) и плутонием (IV).

Соловкин А. С. и др., 2826—2827. Экстракция перхлората плутония (IV) три-н-бутилфосфатом.

Ж. общей хим., 29, вып. 12 (1959)

Гершкович Ж. и др., 4097—4099. Новый метод получения радиоактивных эталонов для C^{14}.

Зап. Всесоюз. минералогич. о-ва, ч. 88, вып. 6 (1959)

Лебедев В. И., 667—671. О причинах окисления урана в уранинитах.

Изв. АН Киргиз. ССР, серия естеств. и техн. наук, 2, вып. 1 (1960)

Жильцов А. Г., Чалов П. И., 109—116. Распределение урана и тория в породах кенкольского плутона.

Изв. АН СССР, серия геофиз., № 12 (1959)

Тимофеев А. Н., 1873—1875. К теории гамма-разведки.

Природа, № 12 (1959)

Шарков Ю. В., 13—21. Поиски месторождений атомного сырья.

Радиохимия, 1, вып. 6 (1959)

Ипполитова Е. А. и др., 660—664. Исследование в области химии уранатов некоторых двухвалентных элементов.

Княгинина В. Г., Немкова О. Г., 665—667. Изучение труднорастворимых соединений урана с кислотами фосфора низших валентностей.

Физика металлов и металловед., 8, вып. 6 (1959)

Заливадный С. Я., Михайловский Б. М., 904—907. Влияние циклической термообработки на бикристаллы урана

Atompraxis, 6, H. 1 (1960)

Crane W., 12—15. Будущее актинидов.

Canad. J. Chem., 38, № 1 (1960)

Woods R., Spinks J., 77—93. Радиолиз некоторых органических галоидопроизводных в водном растворе.

Chem. and Process Engng, 41, № 1 (1960)

Eriksson B., 5—7. Шведский процесс производства тяжелой воды, основанный на двухтемпературном изотопном обмене сероводорода и воды.

Chem. and Process Engng, 41, № 2 (1960)

Paulsen F., 49—52. Керамика и керметы для ядерного горючего

Eriksson B., 53—57. Шведский процесс производства тяжелой воды. 2.

Energia Nucl., 7, N. 1 (1960)

Cerrai E., Testa C., 53—54. Калориметрическое определение гафния и циркония в их смеси.

Industr. Chemist, 36, № 420 (1960)

— — 80—82. Обработка концентратов урановой руды и регенерация отходов на заводе в Спрингфилде.

J. Appl. Phys., 30, № 12 (1959)

Hunter L., 1969—1975. Влияние осколков деления на теплопроводность графита.

J. Nucl. Materials, 1, № 4 (1959)

Greenwood G. et al., 305—324. Роль вакансий и дислокаций в образовании зародышей и росте газовых пузырьков в облученном делящемся материале.

Calais D. et al., 325—344. Влияние механизма деформации на рекристаллизацию растянутых монокристаллов урана.

Smith M., Honeycombe R., 345—355. Влияние кислорода, углерода и азота на свойства спеченного тория.

Cabane G., Donzé G., 364—373. Стабилизация γ-фазы в тройных сплавах на основе системы уран—молибден.

Britton C., Wilkins N., 374—376. Местная проникающая коррозия сплава спеченного алюминиевого порошка в паре при высокой температуре.

Kerntechnik, 2, H. 1 (1960)

Zander K., 28—29. Регулирующее устройство для выпаривания радиоактивных жидкостей на мишенях.

Nucl. Energy, 14, № 141 (1960)

— — 65—68. Исследование и производство новых металлов.

Nucl. Engng, 5, № 45 (1960)

— — 49—52. Уран; его запасы, производство и рынок.

— — 59—60. Радиолитический анализ различных органических жидкостей.

Scrivins J., 61—63. Применение терфенила в качестве замедлителя и теплоносителя для ядерных реакторов.

Baxter S., Churchill J., 67. Использование полифенилов в качестве замедлителей и теплоносителей для ядерных реакторов в Великобритании.

Collins D., Woods J., 75—76. Горячая лаборатория в Даунри.

Nucl. Power, 5, № 46 (1960)

Thayer V., 108—111. Производство тяжелой воды в США.

Cottrell A., 130—131. Радиационные повреждения в материалах.

— — 140—141. Разработка технологии редких металлов для промышленности.

Nucl. Sci. and Engng, 6, № 5 (1959)

Byron E. et al., 361—370. Покрытие на титановой основе с диспергированным бором.

Smith C., 391—395. Свойства монокарбида урана.

Hungerford H. et al., 396—408. Новые защитные материалы, используемые при высоких температурах.

Nucl. Sci. and Engng, 6, № 6 (1959)

Burris L. et al., 493—495. Рафинирование облученного урана переплавкой. Использование метода применительно к горючему быстрого реактора EBR-II. I. Введение.

Bernstein G. et al., 496—500. Рафинирование облученного урана переплавкой. II. Экспериментальные печи.

Hampson D. et al., 501—503. Рафинирование облученного урана переплавкой. III. Приготовление сплавов для экспериментов.

Rosen C. et al., 504—510. Рафинирование облученного урана переплавкой. IV. Взаимодействие урана и его сплавов с тугоплавкими окисями.

Bennett G., 511—513. Рафинирование облученного урана переплавкой. V. Извлечение делящегося вещества в слиток.

Dodge F. et al., 533—536. Регенерация уран-ториевых сплавов во время переливки.

Chernick J., Moore S., 537—544. Проблемы воспроизводства ядерного горючего в тепловых реакторах.

Nucleonics, 18, № 2 (1960)

Rice W., Kirk D., 67—71. Стойкие к излучению жидкости и смазки.

Stevenson C., 72—73. Обработка горючего для энергетических реакторов. Планы Комиссии по атомной энергии США.

Phys. Rev. Letters, 3, № 12 (1959)

Adam J., Cox B., 543—544. Воздействие нейтронов и осколков деления на структуру циркония.

IV. ЗАЩИТА ОТ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Биохимия, 24, вып. 6 (1959)

Терещенко О. Я. 1113—1115. Конференция по проблеме биохимических эффектов, вызываемых ионизирующей радиацией.

Гигиена труда и проф. заболевания, № 1 (1960)

Кушнева В. С., 22—28. Комбинированное действие кварцевой пыли и радона в эксперименте.

Бокова Г. Б., 49—50. Изучение поведения металлического тория и некоторых его соединений в различных средах.

Кристаллография, 4, вып. 6 (1959)

Беликова Г. С., Беляев Л. М., 929—930. Смешанные органические кристаллы для сцинтилляционных счетчиков.

Мед. радиология, 5, № 1 (1960)

Быховский А. В., 60—67. Основные вопросы гигиены труда при добыче радиоактивных минералов.

Агре А. Л., Корогодин В. И., 67—73. О распределении радиоактивных загрязнений в непроточном водоеме.

Тр. Н.-и. ин-та бетона и железобетона Акад. строительства и архитектуры СССР, вып. 11 (1959)

Десов А. Е., Надольский В. И., 69—108. Физико-технические свойства тяжелых бетонов, предназначенных для защиты от радиоактивных воздействий.

Energia Nucl. 7, № 1 (1960)

Gatti L. et al., 23—30. Измерение влияния пассивации на счетчики Гейгера—Мюллера с наполнением органическими веществами.

Industries Atomiques, III, № 9—10 (1959)

Gruget A., 116—118. Защита дыхательных путей.

Jaderná Energie, 6, № 2 (1960)

Behounek F., 53—61. Проблема удаления радиоактивных отходов в мировом масштабе.

Kerntechnik, 2, H. 1 (1960)

Oberhofer M., Kienle P., 20—27. Защита от излучения при работе у реакторов и на атомных предприятиях.

Nucl. Power, 5, № 46 (1960)

Wells F., 123—127. Электронные приборы для обнаружения радиации. 4. Многоканальные анализаторы.

Nucl. Sci. and Engng, 6, № 6 (1959)

Horton C., 525—529. Защита из спиральных каналов.

Nucleonics, 18, № 2 (1960)

Friedland S., Mayer J., 54—59. Миниатюрный линейный детектор излучений.

Murphy C., Hill J., 78—80. Обнаружение действия облучения на органические вещества методом дифференциального теплового анализа.

Gaskill J., Meadors O., 82. Полупроводниковый усилитель голоса для применения с респираторами.

Steinberg R., 85. Полупроводниковый счетчик делений.

Sewage and Industr. Wastes, 31, № 12 (1959)

Foster R., 1409—1415. Необходимость биологического контроля поверхностных вод, загрязненных радиоактивными отбросами.

V. РАДИОАКТИВНЫЕ И СТАБИЛЬНЫЕ ИЗОТОПЫ

Вестн. машиностроения, № 1 (1960)

Надеинская Е. П., 62—67. Исследование износостойкости торцовых фрез при помощи радиоактивных изотопов.

Кондашевский В. В. и др., 67—70. Активный контроль деталей на шлифовальных станках с применением радиоизотопных датчиков.

Заводск. лаборатория, 25, № 12 (1959)

Магарик К. Н., Никольский С. С., 1512—1515. Автоматическая сцинтилляционная счетная установка для исследования износа механизмов.

Изв. АН СССР, Отд. техн. наук. Металлургия и топливо, № 6 (1959)

Самарин А. М., Фомичев М. С., 121—126. Перспективы использования радиоактивных изотопов и ядерных излучений в металлургии и других технических науках.

Изв. высш. учеб. заведений. Машиностроение, № 5 (1959)

Воробьев А. А. и др., 195—202. Дефектоскопия изделий большой толщины с использованием бетатронов.

Изв. Тимирязевск. с.-х. акад., вып. 6 (1959)

Рачинский В. В., Платонов Ф. П., 239—250. Радиоизотопная лаборатория Тимирязевской академии.

Инж.-физ. ж., 2, № 12 (1959)

Жихарев Е. А., 112—115. Международная конференция по применению мощных источников радиации в промышленности.

Консервная и овощесушильная пром-сть, № 1 (1960)

Метлицкий Л. В., 29—33. Использование атомной энергии для круглогодового хранения картофеля.

Народное хозяйство Узбекистана, № 12 (1959)

Якубджанов С., 56—58. Они покоряют атом.

Сб. работ Н.-и. ин-та черной металлургии, 2 (1959)

Грузин П. Л. и др., 8—10. О применении радиоактивных изотопов в доменном производстве.

Техника в сел. хозяйстве, № 1 (1960)

Срапенянц Р., 65—70. Радиоактивные изотопы и научные исследования в области механизации.

Atompraxis, 6, H. 1 (1960)

Clark St., 8—11. Радиоактивные изотопы в качестве источников тепла.

Industr. Chemist, 36, № 419 (1960)

Hall G., 25—26, 37. Применение больших источников излучения в промышленности. Ч. 2.

Industr. Chemist, 36, № 420 (1960)

Hall G., 65—68. Применение больших источников излучения в промышленности. Ч. 3.

J. Appl. Phys., 30, № 12 (1959)

Grover G. et al., 1861—1865. Характеристики плазменной термопары.

Jablonski F. et al., 2017—2018. Нейтрализация пространственного заряда осколками деления в плазменном диоде, используемом для непосредственного превращения ядерной энергии в электрическую.

Kerntechnik, 2, H. 1 (1960)

Wendt I., 1—9. Применение радиоизотопов в практической геологии.

Nucl. Power, 5, № 46 (1960)

Lakey J., 131—132. Исследования радиоактивности материалов методом бумажной хроматографии.

— — 139—140. Источники излучения для промышленности и научных исследований.

Nucleonics, 18, № 2 (1960)

Ellis R., 98—99. Источники гамма-излучения в СССР.

Tunstall J., 100—104. Установка для облучения упакованных продуктов в Уонтидже.

Eaton S., 105—107. Возможности промышленного применения излучений.

СОДЕРЖАНИЕ

СЕНТЯБРЬСКОГО ВЫПУСКА ЖУРНАЛА "АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ" ЗА 1960 Г.

Статьи

Письма в Редакцию

НОВОСТИ НАУКИ И ТЕХНИКИ

БИБЛИОГРАФИЯ

征求譯者簡約

1. 本編委会征求俄、英、德、法、日等文种的譯者，譯文內容包括原子能科学技术有关的資料和新聞报导.
2. 凡愿参加翻譯者請来信联系，注明眞名、专业、翻譯文种、工作机关及詳細通信地址.
3. 凡向"原子能譯丛"杂誌推荐的譯文选題，在未与本編輯部联系前，請勿开譯，以免重譯或选材不合本刊要求. 选題須注明来源和內容摘要.
4. 譯稿經采用后酌致稿酬.
5. 惠件請寄"北京市邮局287信箱".

中国科学院原子核科学委員会編輯委員会

原 子 能 (月刊)

編輯者	中国科学院原子核科学委員会編輯委員会 (北京邮箱287号)
出版者	科学出版社
印刷者	中国科学院印刷厂
总发行处	北京市邮局
訂購处	全国各地邮电局
代訂零售处	全国各地新华书店 科学出版社各地門市部

(京) 1—3,830　1960年9月5日出版　延至11月中旬出版

定价：1.10元

本刊代号：2—212